



بررسی پارامترهای الکترون‌های گریزان در توکامک البرز و تحلیل آن در فضای تکانه

مجید موچانی^{۱*}، رضا امراللهی، حمیدرضا میرزایی

دانشکده انرژی و فیزیک، دانشگاه امیرکبیر، ۴۳۱۱-۱۵۹۱۶۳، تهران - ایران.

چکیده

در طراحی، ساخت و افزایش زمان محصورسازی پلاسما در توکامک‌ها چالش‌های فراوانی وجود دارد که مورد توجه قرار دارند. یکی از مهم‌ترین چالش‌ها، پدیده الکترون‌های گریزان می‌باشد. هنگامی که الکترون‌های موجود در پلاسما تحت تاثیر میدان چنبره‌ای به اندازه کافی قدرتمند قرار بگیرند، می‌توانند تحت تاثیر آن شتاب گرفته و بر نیروهای مقاوم موجود غلبه کرده و به سرعت‌های نسبیتهی برسند. الکترون‌ها با این سرعت دیگر درقید میدان مغناطیسی نمی‌مانند. که به این الکترون‌ها، الکترون‌های گریزان می‌گویند. این پدیده در صورت عدم کنترل، می‌تواند باعث اتلاف انرژی و در نهایت برخورد به دیواره و دیگر اجزای توکامک و ایجاد آسیب در تجهیزات شود. بهترین روش جلوگیری از آن، شناخت پارامترهای تاثیرگذار و روش‌های کنترل آن‌ها می‌باشد. در نتیجه بررسی این فرآیندها، بسیار مهم می‌باشد. در این مقاله، پارامترهای مهم در توصیف الکترون‌های گریزان بیان شده و آن‌ها برای توکامک البرز محاسبه شده‌اند. در نهایت این پدیده در فضای تکانه با استفاده از کد محاسباتی نورس، بررسی شده‌است.

کلیدواژه‌ها: الکترون‌های گریزان، توکامک البرز، فضای تکانه، کد نورس.

Investigation of Alborz Tokamak Runaway Electron's parameters and Analyze of them in momentum space

M. Mouchani*, R. Amrollahi, H.R. Mirzaei

Statistics of Department of Energy Engineering & Physics, Amirkabir University, 1591634311, Tehran

Abstract

There are many challenges in designing, constructing and increasing of plasma confinement time in Tokamaks. Runaway Electrons is one of the important challenges.

Electrons of the plasma in the presence of the high toroidal electric field, they could overcome to the fraction forces and accelerate to the relativistic speeds. These electrons don't confine in magnetic field, these electrons called Runaway Electrons. If this phoneme wasn't controlled, they could waste energy, finally they collide with wall and other parts of the tokamak and damage them. It should be recognizing the effective parameters and control method of them is necessary to prevent this phoneme. As a result, study of this phoneme is important. In this paper, main parameters of Runaway Electrons are described and calculated for Alborz Tokamak. Finally, This Phenomenon was investigated in momentum space by NORSE Code.

Keywords: Runaway Electrons, Alborz Tokamak, momentum space, NORSE Code. Keywords.

¹Email :mm96@aut.ac.ir

۱. مقدمه

یکی از مواردی که در طراحی و ساخت توکامک‌ها بسیار مورد توجه محققین قرار داشته‌است، پیدایش الکترون‌های گریزان^۲ و عوامل موثر در تولید آن‌ها می‌باشد. به طور خلاصه الکترون‌هایی که دارای سرعت‌های بالا می‌باشند و به علت نبود اصطکاک برای آن‌ها تا انرژی‌های نسبیتی شتاب می‌گیرند را الکترون‌های گریزان می‌نامند [۱]. بالا رفتن جمعیت الکترون‌های گریزان در توکامک باعث می‌شود که به تدریج جریان پلازما به جریان گریزان تبدیل شود که منجر به گسیختگی پلازما و در نتیجه خاموش شدن توکامک می‌شود. این گونه از الکترون‌ها به دلیل اینکه دارای انرژی بالایی هستند، در اثر برخورد با یون‌های درون پلازما و همچنین با دیواره چنبره، تابش ترمزی^۳ و پرتو ایکس^۴ سخت از درون محفظه چنبره منتشر شده که خود از عوامل اتلاف انرژی پلازما می‌باشد [۲]. در نتیجه مطالعات فراوانی در جهت شناسایی الکترون‌های گریزان تولیدی صورت گرفته است. در ادامه به بررسی پارامترهای الکترون‌های گریزان در توکامک البرز پرداخته و در نهایت این پدیده در فضای تکانه مورد بررسی قرار گرفته است.

۲. کد نورس^۵

یک درک کامل از دینامیک الکترون‌های گریزان تنها می‌تواند از طریق تحلیل مسله کاملاً جنبشی به دست آید [۳]. در برخی شرایط ایده‌آل، معادلات را می‌توان به صورت تحلیلی حل کرد، با این حال، در اثر متقابل کلی بین فرآیندهای مختلف درگیر در انتقال فضا-تکانه الکترون باید با استفاده از ابزارهای عددی مورد مطالعه قرار گیرد. کدنورس (مخفف حل نسبیتی غیرخطی برای الکترون‌ها) [۴] یک حل از معادلات جنبشی کاملاً غیرخطی که در میدان‌های الکتریکی قوی در مقیاسه با دریسر [۵] و همچنین دماهای نسبیتی ارایه می‌دهد. با کمک این کد می‌توان دینامیک فضا-تکانه الکترون‌هایی که به شدت از توزیع ماکسولین منحرف شده‌اند را مدل کرد. یک طرح پیشرفت زمانی ضمنی به صورت خطی برای رفتار مسله غیرخطی استفاده می‌شود. عملگر برخورد الکترون-الکترون که در نورس اجرا شده است در پنج پتانسیل که تابع‌هایی از توزیع هستند، فرمولبندی شده‌است. با محاسبه پتانسیل در هر گام زمانی از توزیع شناخته‌شده، بقیه معادله جنبشی را می‌توان به صورت یک معادله ماتریس فرمولبندی کرد که می‌تواند به طور ضمنی با استفاده از تکنیک‌های استاندارد حل شود. این کد در متلب نوشته می‌شود. فضای تکانه در یک شبکه تفاوت-محدود غیریکنواخت دو بعدی گسسته می‌شود، که امکان بهبود کارایی عددی را فراهم می‌آورد چرا که نقاط شبکه را می‌توان به شیوه‌ای مناسب برای مسله موجود، انتخاب کرد. با این حال، برای محاسبه صریح پنج پتانسیل، از نمایش یک ترکیب اختلاف-محدود-حالت لژاندر به کار گرفته می‌شود، که بر این اساس پتانسیل‌ها انتگرال یک بعدی بر روی p می‌شود. این ارایه تنها برای محاسبه پتانسیل مورد استفاده قرار می‌گیرد و تعداد کمی از حالت‌های لژاندر برای یک تحلیل دقیق رفتار، کافی هستند. معادله جنبشی که در کد نورس اجرا می‌شود را می‌توان به شکل زیر بیان کرد:

$$\frac{\partial f}{\partial t} - \frac{eE}{m_e c} \cdot \frac{\partial f_e}{\partial p} + \frac{\partial}{\partial p} \cdot (F_{syn} f_e) = C_{ee} \{f_e\} + C_{ei} \{f_e\} + S_{ava} + S_p + S_h \quad (1)$$

عبارت دوم، شتاب ناشی از میدان الکتریکی، عبارت سوم اثرات واکنش تابش سینکروترون، C_{ei} و C_{ee} به ترتیب برخورد الکترون‌ها و یون‌ها، S_p چشمه ذرات و S_h چشمه گرمایی می‌باشد. برای رفتار بهمنی یک جمله مستقل به صورت S_{ava} در نظر می‌گیریم [۴]. دو بعد حرکت-فضا به راحتی توسط مختصات (p, ξ) معرفی می‌شوند. جایی که $p = \gamma v/c$ تکانه نرمالیز شده (هنجار)، $\xi = p_{||}/p$

²Runaway electrons

³Bremsstrahlung radiation

⁴Hard X-ray

⁵NORSE code

⁶NONlinear Relativistic Solver for Electrons

کسینوس زاویه گام ذرات می‌باشد. این مختصات برای محاسبات تحلیلی و نیز محاسبات عددی مناسب هستند. در این مختصات، عبارت میدان الکتریکی می‌شود.

$$\frac{eE}{m_e c} \cdot \frac{\partial f_e}{\partial p} = \frac{eE}{m_e c} \left(\xi \frac{\partial f_e}{\partial p} + \frac{1-\xi^2}{p} \frac{\partial f_e}{\partial \xi} \right) \quad (2)$$

با استفاده از سینماتیک یک تک برخورد زاویه بزرگ، یک عبارت منبع برای ذرات ثانویه تولید شده را می‌توان به دست آورد این عملگر از سینماتیک مساله پیروی می‌کند (به این معنا که تکانه ذره ایجاد شده توسط ذره ورودی محدود شده‌است) از آنجایی که فرض می‌شود، هر گریزان تکانه بسیار زیادی داشته باشد، ذرات ثانویه می‌تواند با تکانه بزرگ‌تر از هر یک از ذرات در توزیع واقعی تولید شوند. عبارت منبع مکانیزم بهمینی [۶] در کد نورس در یک نقطه (p, ξ) شکل زیر را می‌گیرد:

$$S_{Ch(p,\xi)} = \frac{1}{2 \ln \Lambda} \frac{v}{\gamma p \xi} \frac{p_{in}^4 f(p_{in}) \Sigma(\gamma, \gamma_{in})}{\gamma p \xi} \quad (3)$$

p_{in} تکانه نرمالیزه شده و γ_{in} عامل جرم نسبیتی از گریزان اولیه ورودی، γ عامل جرم نسبیتی برای گریزان ثانویه تولید شده است، f میانگین-زاویه‌ای توزیع الکترون (به عنوان مثال فرض شده است که تمام ذرات در زاویه گام از بین می‌روند) و Σ سطح مقطع مولار است. که سطح مقطع مولار از رابطه زیر بدست می‌آید. [۷]

$$\Sigma(\gamma, \gamma_{in}) = \frac{\gamma_{in}^2}{(\gamma_{in}^2 - 1)(\gamma - 1)^2 (\gamma_{in} - \gamma)^2} \times \left((\gamma_{in} - 1)^2 - \frac{(\gamma - 1)(\gamma_{in} - \gamma)}{\gamma_{in}^2} [2\gamma_{in}^2 + 2\gamma_{in} - 1 - (\gamma - 1)(\gamma_{in} - \gamma)] \right) \quad (4)$$

نیروی واکنش تابش سینکروترون در کد نورس:

$$\frac{\partial}{\partial p} \cdot (F_{syn} f) = -\frac{1-\xi^2}{\gamma \tau_r} (\gamma^2 p \frac{\partial f}{\partial p} - \xi \frac{\partial f}{\partial \xi} + [4p^2 + \frac{2}{1-\xi^2}] f) \quad (5)$$

این نیرو برای محدود کردن انرژی ذره و هم گام عمل می‌کند، که انتظار می‌رود به عنوان توان سینکروترون تابش شده با $P_{tot} \sim \gamma^2 \theta^2$ متناسب باشد (θ زاویه گام می‌باشد).

۳. توکامک البرز

توکامک البرز [۸] و [۹]، توکامکی D شکل می‌باشد که مشخصات آن در جدول زیر آمده است

جدول ۱. مشخصات توکامک البرز

واحد	مقدار	پارامتر
متر	۰.۴۵	شعاع اصلی
متر	۰.۱۵	شعاع فرعی
-	۳	ضریب اطمینان
تسلا	۰.۸۵	میدان مغناطیسی چنبره ای
کیلوآمپر	۱۱۱	بیشینه جریان پلاسما
-	۱.۴	کشیدگی
-	۰.۲	مثلث گونگی

حداکثر ولتاژ حلقه اندازه‌گیری شده در حدود ۴۰ ولت می‌باشد. با فرض دستیابی به دمای ۱۰۰ الکترون ولت و چگالی الکترون $10^{19} m^{-3}$ الکترون‌های گریزان مورد بررسی قرار می‌گیرد.

۴. پارامترهای تاثیرگذار بر الکترون‌های گریزان در توکامک البرز

با توجه به تکانه الکترون [۱۰]، برای $P_{\parallel} > \frac{m_e c}{\sqrt{D-1}}$ تولید الکترون‌های گریزان اتفاق می‌افتد و یا

$$D = \frac{E_{\parallel}}{E_c} \quad (5)$$

که به آن میدان الکتریکی نرمالیزه شده می‌گویند، که برای حضور الکترون‌های گریزان باید بزرگتر از یک باشد.

$E_D = \frac{n_e e^3 \ln \Lambda}{4\pi \epsilon_0^2 T_e}$ میدان دریسر و $E_c = \frac{kT_e}{m_e c^2} E_D$ میدان بحرانی، که در تعریف میدان الکتریکی بحرانی، فرض می‌شود که سرعت

الکترون برابر با سرعت نور باشد. در این مکانیزم، E_{\parallel} به طور مستقیم اندازه‌گیری نمی‌شود و به طور غیرمستقیم از اندازه‌گیری ولتاژ حلقه محاسبه می‌شود $E_{\parallel} \cong \frac{V_{loop}}{2\pi R}$. با فرض ولتاژ حلقه میانگین ۱۵ ولت میدان چنبره‌ای $E_{\parallel} = 5.3 \frac{v}{m}$ می‌باشد. همچنین باتوجه به

مشخصات توکامک البرز $E_c = 7.6 \times 10^{-3} \frac{v}{m}$ و $E_D = 35 \frac{v}{m}$ در نتیجه $D \cong 700$ که نشان دهنده حضور الکترون‌های گریزان

می‌باشد. حد بحرانی انرژی که با دما نرمالیزه شده است که باعث فرار الکترون‌ها از میدان دریسر می‌گردد $W_D = \frac{T_e E_D}{2E}$ که برای

توکامک البرز $W_D = 0.37 keV$ می‌باشد، که این مقدار کم می‌باشد، که دلیل دیگری بر وجود تعداد زیاد الکترون‌های گریزان می‌باشد. سرعتی

که با توجه به میدان الکتریکی چنبره‌ای موجود در سرعت‌های فراتراز آن، الکترون‌های گریزان مشاهده می‌گردد، $v_c = 2.1 \times 10^7 \frac{m}{s}$

می‌باشد. زمان برخورد الکترون نسبتی $\tau = \frac{4\pi \epsilon_0^2 m_e^2 c^3}{n_e e^4 \ln \Lambda} = 0.22 s$ می‌باشد.

دو مکانیزم اصلی برای تولید الکترون‌های گریزان وجود دارد. اولین مکانیزم، دریسر [۵] می‌باشد، این مکانیزم شتاب‌گیری الکترون‌های حرارتی را در میدان‌های قوی بررسی می‌کند.

$$\gamma_D = \frac{n_e}{\tau} \left(\frac{m_e c^2}{2T_e} \right)^3 \times \left(\frac{E_D}{E} \right)^3 \times \exp\left(-\frac{E_D}{4E} - \left(\frac{2E_D}{E}\right)^{\frac{1}{2}}\right) \quad (6)$$

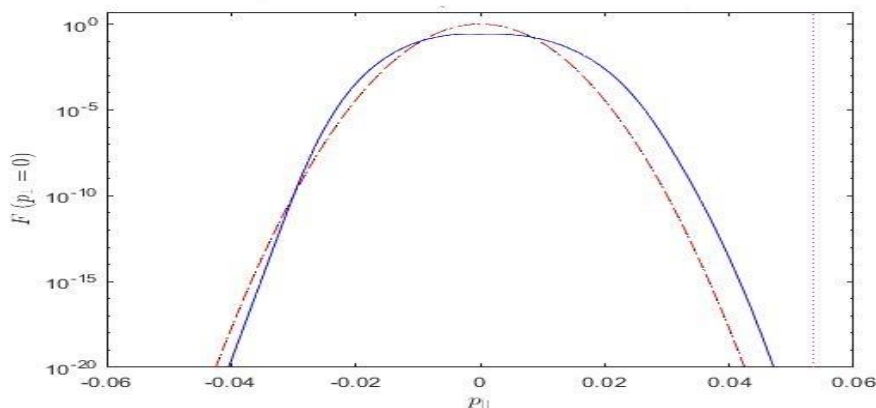
که برای توکامک البرز $\gamma_D = 0.08$ است. از آنجایی که توکامک البرز میدان چنبره‌ای بزرگی دارد، این مکانیزم غالب است. مکانیزم دیگر، مکانیزم بهمنی می‌باشد که از برخوردهای بین الکترون‌های گریزان و الکترون‌های گرمایی رخ می‌دهد.

۵. بررسی الکترون‌های گریزان با استفاده از کد نوری

حال با استفاده از کد محاسباتی نورس که در متلب اجرا می‌گردد، پدیده الکترون‌های گریزان بررسی می‌گردد.

۵.۱. تابع توزیع

در شکل ۱ تابع توزیع الکترون با مختصات توکامک البرز نشان داده شده است.



شکل ۱. مقایسه تابع توزیع الکترون در توکامک البرز با تابع توزیع ماکسولینی (نقطه چین قرمز).

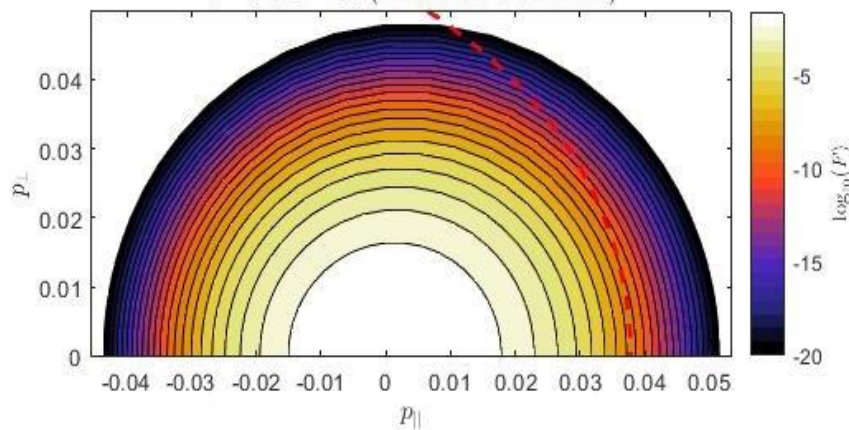
در شکل ۱، نمودار تابع توزیع الکترون نسبت به $p_{||}$ موازی رسم شده است. نمودار نقطه چین قرمز مربوط به توزیع ماکسولین می‌باشد. از آنجایی که میدان الکتریکی چنبره‌ای بزرگ است، انتظار حضور الکترون‌های گریزان و به تبع آن انحراف تابع توزیع از شکل ماکسولین وجود دارد که در نمودار به وضوح مشاهده می‌شود که تابع توزیع که به رنگ آبی نشان داده شده، چگونه از توزیع ماکسولین فاصله گرفته است.

۵.۲. منطقه گریزان

مرز پایینی ناحیه گریزان در فضای تکانه دوبعدی اغلب ناحیه جدایی نامیده می‌شود، زیرا دو منطقه را با ویژگی‌های دینامیکی متمایز تقسیم می‌کند. ناحیه‌ای وجود دارد که الکترون‌هایی که در این منطقه قرار می‌گیرند همگی تبدیل به الکترون گریزان می‌شوند، این منطقه، ناحیه گریز^۷ نامیده می‌شود (که در شکل ۲ با نقطه چین قرمز از بقیه توزیع جدا گردیده است). در این ناحیه میدان الکتریکی به اندازه کافی قوی می‌باشد، به طوری که نیروی موازی خالص که بوسیله الکترون‌ها با توجه به میدان الکتریکی و برخوردها تجربه می‌شود در کل فضای تکانه مثبت می‌شود و منجر به پدیده‌ای شناخته‌شده به عنوان ناحیه گریز الکترون می‌شود. انتظار می‌رود این اتفاق زمانی رخ دهد

$$\text{که } E > 0.215E_D \cong E_{sa} = 7.35 \frac{v}{m} \text{ میدان در یسر می‌باشد.}$$

⁷ slide-away

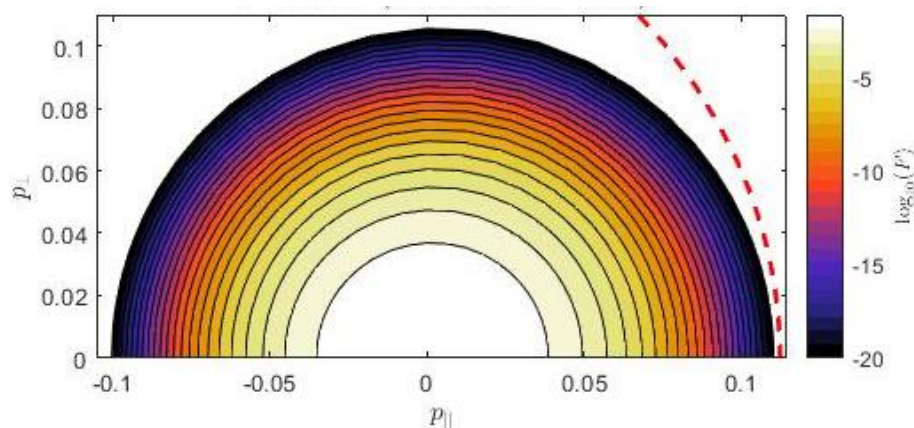


شکل ۲. مرز جدایی ناحیه گریز در فضای تکانه مربوط به توکامک البرز.

همانطور که در شکل مشاهده می‌شود، می‌توان انرژی لازم برای ورود به منطقه گریزان را پیدا کرد (بدین صورت که با داشتن p_{\perp} موازی و عمود می‌توان مقدار انرژی را محاسبه کرد). هرچه به سمت ناحیه مرزی نزدیکتر می‌شویم، تابع توزیع از شکل ماکسولین دورتر می‌شود. در اینجا در لحظه ۳ میلی ثانیه نمودار رسم گردیده است. همچنین از نمودار می‌توان حجمی از الکترونها که در منطقه گریزان هستند را مشاهده کرد، البته این مرز به مرور زمان تغییر کرده و در نهایت از بین می‌رود (زیرا تمام الکترونها به الکترونها گریزان تبدیل می‌شوند). چنانچه الکترونی دارای انرژی کافی باشد (بتواند این انرژی را کسب کند) که در خارج از مرز قرار گیرد، تبدیل به الکترون گریزان می‌گردد.

۳.۵. میدان چنبره‌ای بهینه

بر مبنای مرز الکترون‌های گریزان که در بخش قبل توضیح داده شد می‌توان حدود میدانی که در آن الکترون گریزان به سمت صفر میل کند بدست آورد (البته در حد مکانیزم دریسر). بدین منظور باید تا آنجا که می‌توان تابع توزیع داخل مرز قرار گیرد. نتایج محاسبات در شکل ۳ مشاهده می‌گردد.

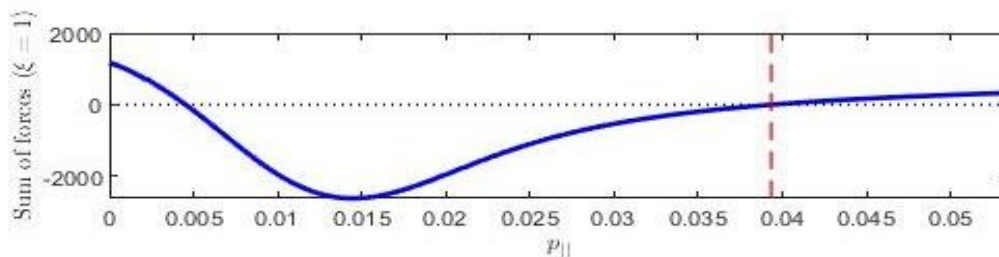


شکل ۳. مرز ناحیه گریزان در حالت بهینه.

همانطور که بیان گردید، یکی از عوامل اصلی در ایجاد الکترون‌های گریزان، وجود میدان قوی به عبارت دیگر ولتاژ حلقه بالا می‌باشد. هرچه نسبت میدان الکتریکی به میدان بحرانی کمتر باشد احتمال ایجاد الکترون‌های گریزان کمتر می‌شود. با توجه به مشخصات توکامک البرز چنانچه این نسبت به کمتر از ۸۰ برسد عملاً، افت شدید الکترون‌های گریزان مشاهده می‌گردد. همانطور که در شکل مشخص است، تابع توزیع تقریباً قبل از مرز قرار می‌گیرد. البته این بدین معنی نیست که الکترون‌های گریزان نداریم، بلکه دیگر جمعیتی از الکترون‌ها در منطقه گریزان وجود ندارد. بدین معنی که بارسیدن به این نسبت از طریق کاهش ولتاژ راه اندازی و به دنبال آن کاهش میدان چنبره‌ای، افت الکترون‌های گریزان مشاهده خواهد شد که این امر لزوم بهره بردن از روش‌های دیگر را نمایان می‌کند. در نتیجه مقدار میدان مناسب ۰.۶۱ ولت بر متر بدست می‌آید که به تبع آن ولتاژ ۱.۷ ولت می‌باشد.

۵.۴. بررسی مجموع نیروها

برای یک توزیع الکترون دلخواه، مرز منطقه گریزان (ناحیه جدایی) می‌تواند از طریق نیروهایی که روی یک ذره نمونه اثر می‌گذارند بدست آید. هنگامی که نیروی شتاب‌دهنده بر نیروهای اتلافی (کندکننده) برتری یابد، الکترون‌های گریزان وارد ناحیه گریزان می‌شوند. نمودار مجموع این نیروها در شکل ۴ آمده است.



شکل ۴. نمودار مجموع نیروها

با توجه به شکل ۴ مشخص است که در انرژی‌های پایین (P کوچک) مجموع انرژی‌های کند کننده بیشتر از نیروی شتاب‌دهنده است. در نتیجه منفی شدن نمودار مشاهده می‌گردد. برای اینکه الکترون‌ها وارد منطقه گریزان شوند باید این مجموع مثبت شود. در این نمودار در مقدار P تقریباً ۰.۰۳۹، مثبت شدن نمودار و ورود به منطقه گریزان مشخص است. این مقدار در هماهنگی با مرز ناحیه جدایی بدست آمده در مرحله قبل می‌باشد. الکترون‌های داری تکانه بزرگتر از این مقدار در منطقه گریزان قرار دارند و می‌توانند با غلبه بر نیروهای کندکننده، تبدیل به الکترون‌های گریزان شوند. در نتیجه از دو روش مرز ناحیه جدایی تعیین گردید.

۶. نتیجه‌گیری

طبق محاسبات انجام شده برای توکامک البرز با شعاع اصلی ۰.۴۵ متر و شعاع فرعی ۰.۱۵ متر، میدان مغناطیسی ۰.۸۵ تسلا، چگالی الکترون

$10^{19} m^{-3}$ فاکتورهای اساسی برای بررسی الکترون‌ها گریزان بدست آورده شد، که شامل میدان چنبره‌ای $E_{||} = 5.3 \frac{v}{m}$ که براساس ولتاژ

حلقه محاسبه گردید. میدان بحرانی $E_c = 7.6 \times 10^{-3} \frac{v}{m}$ که این میدان تنها به چگالی وابسته است و با آن متناسب است. نیروی مقاوم

$F_D = 6.24 \times 10^{-18}$ که وظیفه کند کردن الکترون‌ها را دارد و با توان دوم سرعت الکترون‌ها نسبت عکس دارد، میدان درایسر $E_D =$

$35 \frac{v}{m}$ که به نوعی حد بالایی میدان می‌باشد که باید تا حد امکان میدان چنبره‌ای از آن کمتر باشد، حد بحرانی انرژی $W_D = 0.37 keV$

که به دلیل مقدار کم آن می‌توان انتظار وجود الکترون‌های گریزان را داشت، سرعت بحرانی $v_c = 2.1 \times 10^7 \frac{m}{s}$ می‌باشد. زمان برخورد



الکترون نسبیتی $\tau = 0.22s$ می‌باشد که نسبت به زمان محصورسازی، بسیار زیاد می‌باشد. با استفاده از کد نورس مرز ناحیه گریزان که در $p \cong 0.039$ قرار دارد و میدان متناظر آن یعنی $E_{sa} = 7.35 \frac{V}{m}$ بدست آمد که بیشتر از این میدان، الکترون‌ها توانایی ورود به ناحیه گریزان را دارا می‌باشند. همچنین حد میدان چنبره ای که حدود ۸۰ برابر میدان بحرانی است را به عنوان حدی که در آن الکترون‌های گریزان به شدت افت می‌کنند، بدست آورده شد. میدان متناظر آن ۰.۶۱ ولت بر متر که منجر به ولتاژ حلقه ۱.۷ ولت می‌شود. همچنین مرز ناحیه جدایی از طریق محاسبه مجموع نیروهای موثر بر الکترون بدست آورده شد. با توجه به نمودار مجموع نیروها مشاهده می‌شود که زمانی وارد منطقه گریزان می‌شویم که نیروهای شتاب‌دهنده از نیروهای اتلافی و کندکننده بیشتر شود و مجموع مثبت گردد. چنانچه ولتاژ حلقه را کاهش داد و به تبع آن کاهش میدان الکتریکی چنبره‌ای با توجه به داده‌های بدست آمده، کاهش شدید الکترون‌های گریزان مشاهده خواهد شد.

۷. مراجع

- 1-Vlainić, M., Mlynář, J., Weinzettl, V., Papřok, R., Imříšek, M., Ficker, O., ... & Havlíček, J. (2015). First dedicated observations of runaway electrons in the COMPASS tokamak. *Nukleonika*, 60(2), 249-255.
- 2- Jaspers, R. E. (1995). Relativistic runaway electrons in tokamak plasmas.
- 3- Breizman, B. N., & Aleynikov, P. B. (2017). Kinetics of relativistic runaway electrons. *Nuclear Fusion*, 57(12), 125002.
- 4- Stahl, A., Landreman, M., Embréus, O., & Fülöp, T. (2017). NORSE: A solver for the relativistic non-linear Fokker-Planck equation for electrons in a homogeneous plasma. *Computer Physics Communications*, 212, 269-279.
- 5- H. Dreicer, Electron and ion runaway in a fully ionized gas II, *Physical Review* **117**, 329 (1960), DOI: 10.1103/PhysRev.117.329
- 6- Rosenbluth, M. N., & Putvinski, S. V. (1997). Theory for avalanche of runaway electrons in tokamaks. *Nuclear Fusion*, 37(10), 1355.
- 7-Chiu, S. C., et al. "Fokker-Planck simulations mylb of knock-on electron runaway avalanche and bursts in tokamaks." *Nuclear Fusion* 38.11 (1998): 1711.
- 8-Amrollahi, R., Iraj, D., Ghasemi, M., Sadeghi, H., Kazemi, M., Mirzaei, H. R., ... & Souri, S. (2019). Alborz tokamak system engineering and design. *Fusion Engineering and Design*, 141, 91-100.
- 9-Mardani, M., R. Amrollahi, and S. Saramad. "Preliminary Design of Alborz Tokamak." *Journal of fusion energy* 31.2 (2012): 175-178.
- 10-Martin-Solis, J. R., Alvarez, J. D., Sánchez, R., & Esposito, B. (1998). Momentum-space structure of relativistic runaway electrons. *Physics of Plasmas*, 5(6), 2370-2377