



ارتباط انتشار پرتو X سخت با الکترون‌های گریزان در توکامک دماوند

محمود مصلحی فرد*^۱، ناصر علی‌نژاد^۲

۱- دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، صندوق پستی: ۵۱۶۶۴، تبریز- ایران

۲- پژوهشکده فیزیک پلاسما و گداحت هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی ایران، صندوق پستی: ۸۳۶-۱۴۳۹۵، تهران- ایران

چکیده: انتشار پرتو X سخت در توکامک دماوند، هم‌زمان با تحول زمانی جریان پلاسما و ولتاژ حلقه، مورد بررسی قرار گرفته است. در این کار تجربی شات‌هایی را در نظر گرفته‌ایم که در آن‌ها جریان پلاسما از ۱۷ تا ۳۲kA تغییر می‌کرد. تحول زمانی جریان پلاسما تا مرحله‌ی گسیختگی، تحول زمانی ولتاژ حلقه و پرتو X منتشره تجزیه و تحلیل شده است. در جریان‌های کم‌تر از ۲۰kA پرتو X سخت به هنگام مرحله‌ی گسیختگی مشاهده می‌شود و مدت دوام تخلیه کم‌تر از ۱۰ms می‌باشد، ولی برای جریان‌های پلاسمای بیش‌تر از ۲۰kA، پرتو X سخت از شروع تخلیه تا گسیختگی پلاسما که حدود ۲۰ms طول می‌کشد مشاهده می‌شود. دو روند تولید الکترون گریزان در این توکامک ملاحظه می‌شود. روند اول مشابه با مشاهدات انجام یافته در سایر توکامک‌ها و به هنگام گسیختگی است. این روند با استفاده از نظریه دریسر تولید الکترون گریزان، قابل درک است. روند دوم که تقریباً از شروع تا پایان تخلیه قابل مشاهده است با پدیده‌ی بهمن مرتبط می‌باشد.

واژه‌های کلیدی: پرتو X سخت، الکترون گریزان، توکامک، از هم گسیختگی پلاسما

Relation between Hard X-Ray Emission and Runaway Electrons in Damavand Tokamak

M. Moslehi Fard*¹, N. Alinejad²

1- Faculty of Physics, University of Tabriz, P.O.Box: 51664, Tabriz - Iran

2- Nuclear Fusion and Plasma Physics Research School, AEOL, P.O. Box: 14395-836, Tehran-Iran

Abstract: In this experimental work, hard x-ray emission in Damavand tokamak along with the temporal evolution of plasma current and loop voltage have been studied for shots in which plasma current varies from 17 to 32kA. The time evolution of plasma current from beginning of the discharge to the disruption phase, loop voltage, and hard x-ray emission has been analyzed. The hard x-ray emission for the plasma current less than 20kA has been observed during the disruption phase, where the discharge duration is less than 10ms. For plasma current is more than 20kA, however, hard x-ray can be observed at the beginning to the disruption phase and it persists for 20ms. Two kinds of regimes can be realized for the runaway electron production in this tokamak. The first regime is similar to other tokamaks and takes place during the disruption phase. This regime is understood by Dreicer theory of runaway electron production. The second regime which is observed from the beginning to the end of discharge is related to the avalanche event.

Keywords: Hard X-Ray, Runaway Electrons, Tokamak, Plasma Disruption

*email: moslehi@tabrizu.ac.ir



۱- مقدمه

در فرایند MHD^(۱)، رشد یک جزیره‌ی مغناطیسی از مقیاس میکروسکوپی به مقیاس ماکروسکوپی به هنگام اتصال مجدد انجام می‌گیرد. از نظر فیزیکی اتصال مجدد مغناطیسی در حضور مقاومت الکتریکی ممکن است رخ دهد. برخوردهای دوتایی بین الکترون‌ها و یون‌های مثبت وجود دارد. در پلاسمای توکامک و در دمای بالا برخوردهای کولنی زیاد نیستند و ساز و کار خطوط میدان شکسته بی‌تأثیر است.

از طرف دیگر جریان‌های پلازما توسط اثرهای غیراتلافی نظیر لختی الکترون‌ها و تشدیدهای موج-ذره محدود می‌شوند. در تخلیه‌های پلاسمایی JET در دمای الکترون بالا، اتصال مجدد برخوردی مشاهده شده است [۳]. در این تخلیه‌ها زمان برخورد الکترون-یون τ_{ei} قابل مقایسه یا حتی بزرگ‌تر از زمان واهلش دندان‌اره‌ای داخلی است. برای مقادیر بتای بزرگ پلازما در توکامک، شعاع لارمور یونی بزرگ‌تر از عمق پوسته پلازما است. بتا نسبت فشار پلازما به فشار مغناطیسی است.

در مورد پلاسمای توکامک نوعی، مدهای پارگی سوق بی‌برخوردی ممکن است ظاهر شوند [۴]. وقتی بسامد دیامغناطیسی الکترون ω^* بزرگ‌تر از ν_{ei} باشد، مدهای داخلی با عدد مد قطبی $m=1$ ظاهر می‌شوند که اغلب به رخدادهای واهلش دندان‌اره‌ای وابسته‌اند. رده‌ی خاصی از مدها با پارامتر پایداری پارگی وجود دارند که در مرحله‌ی ناپایداری خطی می‌توانند در مقیاس زمانی سریع‌تر از زمان برخورد الکترون-یون رشد کنند. هر دو مد پارگی و $m=1$ را می‌توان به صورت رخدادهای اتصال مجدد خودبه‌خودی^(۲) رده‌بندی کرد.

اخیراً افت و خیزهای الکترومغناطیسی در تجربیات اتصال مجدد آشکار و توصیف‌های نظری برای آن‌ها پیدا شده است. این افت و خیزها نقش معناداری در فیزیک اتصال مجدد دارند. مقاومت طبیعی پلازما افزایش می‌یابد و سرعت فرایند اتصال مجدداً بالا می‌رود، بنابراین اتصال مجدد مغناطیسی سریع‌تر از مدل اسویت-پارکر عمل می‌کند.

در اتصال مجدد برخوردی، گرمایش اصلی وابسته به تراکم بی‌دررو و افزایش چگالی در یک لایه‌ی بدون مقاومت و برای یک عنصر طولی سیالی ثابت، $\frac{B}{n}$ ثابت است. با عبور به داخل لایه، B به طور آشکار کاهش می‌یابد. در هر رخداد اتصال

اتصال مجدد خطوط میدان مغناطیسی در پلاسماهای رقیق با رسانش بالا رخ می‌دهد. توپولوژی خطوط میدان مغناطیسی تغییر یافته و با تشکیل لایه‌های جریان، انرژی مغناطیسی به انرژی‌های جنبشی و گرمایی پلازما تبدیل می‌شود. حرکت پلازما با رسانش بالا از قانون انجماد مغناطیسی تبعیت می‌کند. خطوط میدان در خلاف جهت یک‌دیگر می‌توانند به هم‌دیگر نزدیک شده یا یک‌دیگر تماس پیدا کنند. حرکت پلازما، ممکن است خطوط میدان مغناطیسی را از هم جدا کرده و دوباره آن‌ها را به هم پیوند دهد. در حضور یک مقاومت معین، حتی اندک، چنین اتصال مجدد بدون تماس خطوط رخ می‌دهد. در واقع خطوط میدان در جهت‌های مختلف به هم‌دیگر نزدیک می‌شوند و در نزدیکی نقطه‌ی تماس یک چگالی جریان بالا به وجود می‌آید. در فرایند اتصال مجدد، مقاومت معین در ناحیه‌های کوچک با چگالی جریان بالا، اهمیت دارد.

مد پارگی فقط در گستره‌ی محدودی از مقادیر معمولی میدان مغناطیسی وجود دارد. درون این گستره حتی یک اختلال ضعیف در پلازما ممکن است لایه را به یک نقطه‌ی حالت X انتقال دهد که در آن پایداری به وسیله‌ی میدان عرضی ناپدید می‌شود و مد پارگی در روند غیرخطی توسعه می‌یابد. هر بازآرایی میدان مغناطیسی با تبدیل کسری از انرژی مغناطیسی به انرژی ذرات شتاب‌دار همراه است. کاهش چگالی در نقطه‌ی X و توسعه‌ی لایه‌ی جریان، به شتاب ذرات منجر می‌شود.

رفتار حقیقی پلاسمای جنبه‌ای خیلی پیچیده است. در توکامک ناپایداری گسیختگی اتفاق می‌افتد که اغلب به تخریب کامل پلازما و قطع جریان می‌انجامد. طبیعت ناپایداری گسیختگی از مدت‌ها قبل مورد بررسی قرار گرفته است و هنوز هم کاملاً روشن نیست. یکی از فرایندهای درک آن در نوسان‌های دندان‌اره‌ای ظاهر می‌شود. این پدیده با واهلش نوسان‌های متناوبی آشکار می‌گردد که قلب پلازما به تدریج گرم شده و دمای مرکزی افزایش می‌یابد. دمای مرکز پلازما به طور ناگهانی افت پیدا کرده و گرمای آن در راستای شعاع r_s خروجی کاهش می‌یابد [۱ و ۲]. این شعاع به طور قابل ملاحظه‌ای کوچک‌تر از شعاع a پلازما است.



از حرکت الکترون‌ها در نقطه‌ی X واجفت می‌شود و بین امواج سوت کش و آلفون جنبشی تزویج وجود دارد [۹].
بر خلاف پرتو X سخت کلاسیک تولید شده به هنگام برهم کنش باریکه‌های الکترون گریزان با دیواره‌ی توکامک، انفجارهای^(۳) داخلی به نشر ترمزی الکترون‌های ابرگرمایی از پلاسما حول سطوح مغناطیسی $q=1$ و $q=2$ وابسته‌اند. باریکه‌های الکترون‌های ابرگرمایی، به هنگام اتصال مجدد مغناطیسی حول نقاط X با $m=1, n=1$ و $m=2, n=1$ ممکن است در جزایر مغناطیسی به وجود آیند [۱۰].

اختلالات مقیاس - کوچک پلاسما در توکامک، نوعاً در حد گسیختگی‌های چگالی مشاهده شده‌اند. مرحله‌ی نهایی گسیختگی با افزایش تابش ناشی از برهم کنش پلاسما- دیواره و شار ورودی ناخالصی درونی، افزایش می‌یابد. فرایند گسیختگی منتهی به فروپاشی جریان پلاسمای I_p با افزایش ولتاژ حلقه و انفجارهای حاصل از نشر پرتو X (I_{HXR}) در توکامک دماوند مشاهده می‌شود.

۲- مدل تئوری

پدیده‌ی گسیختگی، ناپایداری‌های پیچیده‌ای را در یک توکامک دارا است. اتلاف سریع پلاسمای محبوس به هنگام یک گسیختگی با موج ضربه‌های گرمایی شدید و تنش‌های مکانیکی روی ساختار توکامک همراه است. عموماً ناپایداری با رشد مقیاس - بزرگ مدهای اختلالات مارپیچ‌وار پلاسما (MHD) با عدد مدهای چنبره‌ای و قطبی پایین یعنی $n \approx 1-2$ ، $m \approx 1-3$ مربوط است. رشد مدهای MHD با تشکیل جزایر مغناطیسی حول سطوح مغناطیسی تشدید می‌شود با مقادیر گویا از ضریب ایمنی q همراه است ($q = d\Psi_1/d\Psi_p$) که Ψ_1 و Ψ_p در آن، شارهای چنبره‌ای و قطبی هستند). گسیختگی‌ها را نمی‌توان با خودسازگاری توسط رشد مدهای MHD بزرگ - مقیاس توصیف کرد. یکی از توصیف‌های ممکن پدیده عبارت است از در نظر گرفتن اختلالات مقیاس - کوچک، هم‌زمان با مدهای مسلط MHD. اختلالات مقیاس - کوچک با اعداد m و n بالا $m \approx 3-5$ و $n \approx 15-3$ ممکن است اثر بازخورد روی پایداری مدهای MHD بزرگ - مقیاس را فراهم آورد که شامل تخریب شبه بهمن حبس پلاسما به هنگام یک گسیختگی است.

مجدد مغناطیسی معمولی، انبساط طولی پلاسما در راستای میدان، پلاسما را به بیرون می‌راند. تراکم طولی پلاسما در لایه‌ی اتصال مجدد، سبب گرمایش می‌شود [۵].

علاوه بر فرایند MHD فرایندهای دیگری توسط نظریه پردازان ارایه شده‌اند که در برخی از آن‌ها افت و خیزهای الکترواستاتیکی به صورت ناپایداری دو جریانی تغییر یافته در نظر گرفته شده است. ولی ناپایداری جریان دیامغناطیسی وجود ندارد [۶ و ۷]. در این جا نظریه شبه خطی در نظر گرفته می‌شود. نیروی وارد بر الکترون‌ها سبب افزایش مقاومت پلاسما می‌شود. در واقع امواج در لایه‌ی اتصال مجدد وجود دارند و مقاومت، مستقل از هر نظریه‌ی اتصال مجدد پیش‌بینی می‌شود. با در نظر گرفتن معادله‌ی حرکت الکترون و با استفاده از معادلات ماکسول برای یون گرم یک رابطه‌ی پاشندگی به دست می‌آید که ریشه‌های آن دو موج سوت کش و موج صوتی هستند. در نظریه‌ی شبه خطی، عبور باریکه‌ی الکترونی گرم از درون پلاسما سبب به وجود آمدن امواج پلاسمایی و مستقل از مقاومت پلاسما شدن نظریه‌ی اتصال مجدد می‌گردد. برهم کنش بین موج صوتی و موج سوت کش سبب به وجود آمدن نیرویی بر روی الکترون‌ها می‌شود که می‌توان آن را ضمن بررسی امواج در فرایند اتصال مجدد به صورت یک موج با ضریب مقاومت η_w در نظر گرفت.

نیروی وارد بر الکترون‌ها $F_e = -(\eta_{sp} + \eta_w)nej$ ، گرمایش کل پلاسما، $[\eta_{sp} + \eta_w]cj$ ، شبیه آهنگ گرمایش اهمی در اثر برخورد‌های الکترون-یون، $\eta^* = \eta_{sp} + \eta_w$ ، است. افت و خیزهای مغناطیسی قابل توجهی ضمن تجربیات مشاهده شده‌اند که در آن‌ها آهنگ اتصال مجدد بزرگ‌تر از آهنگ اتصال مجدد اسویت-پارکر است. اتصال مجدد آنومالی با تشکیل موج ضربه‌ی سریع پیشنهاد شده است که سریع‌تر از مدل اسویت-پارکر می‌باشد [۸]. مقاومت جریان سطحی به وسیله‌ی اثرهای آنومالی به طور قابل ملاحظه‌ای افزایش می‌یابد، وقتی طول تراکم کوچک‌تر از شعاع چرخشی یون باشد، سبب تسریع اتصال مجدد و افزایش انرژی گرمایی یون با نیروی تراکم خارجی می‌گردد. مقاومت آنومالی نظیر جریان شدید الکترون-یون در نزدیکی خط X ایجاد تلاطم کرده و مقاومت وابسته به آن را افزایش می‌دهد. در فاصله‌ی $\frac{c}{\omega_{pi}}$ ، حرکت یون



نقش مهمی به هنگام گسیختگی بازی می‌کند. وقتی یک میدان الکتریکی چنبره‌ای بالا از طریق القا تولید می‌شود، جریان پلاسما به جریان الکترون گریزان تبدیل می‌شود. تولید الکترون گریزان با افزایش چگالی پلاسما، افزایش می‌یابد در حالی که در فرایند دریسر عکس این اتفاق می‌افتد.

در توکامک دماوند میدان الکتریکی بحرانی حدود 0.2 Vm^{-1} ، سرعت بحرانی $7 \sim 0.9 \text{ c}$ محاسبه شد. انرژی الکترون‌های دنباله‌ی توزیع حدود 650 keV و میدان الکتریکی دریسر $ED \approx 26 \text{ Vm}^{-1}$ است.

در توکامک TCABR با کاهش چگالی پلاسما به کم‌تر از 10^{19} m^{-3} شرایط روند I فراهم می‌شود که دارای مشخصات تخلیه‌ی معمولی است [۱۵]. روند اول با تولید الکترون‌های گریزان بر طبق نظریه‌ی دریسر درک می‌شود و شامل نوسان‌های میرنوف است. در روند دوم نوسان‌های میرنوف به هنگام تخلیه حذف می‌شوند و ناپایداری واهلشی همواره رخ می‌دهد. در این روند، انتشار پرتو X سخت از آغاز تخلیه‌ی الکتریکی مشاهده می‌شود. اخیراً ناپایداری سوت کش^(۵) برای ناپایداری واهلشی روند دوم مطرح شده است [۱۶]. در توکامک دماوند هر دو روند اول و دوم مشاهده شد که در ادامه مورد بحث قرار می‌گیرد.

۳- نتایج تجربی پرتو X سخت در توکامک دماوند

توکامک دماوند توکامکی با ابعاد کوچک با مقطع تقریباً D شکل نزدیک به بیضی است. برای مطالعه‌ی پرتو X سخت در این توکامک تعدادی از شات‌ها انجام گرفت که در آن‌ها جریان بیشینه‌ی پلاسما از $I_p \geq 17 \text{ kA}$ تا $I_p \geq 32 \text{ kA}$ تغییر می‌کرد. از بین شات‌های انجام یافته شات‌هایی با جریان پلاسمایی بیشینه $I_p = 17 \text{ kA}$ ، $I_p = 19 \text{ kA}$ ، $I_p = 29 \text{ kA}$ ، $I_p = 32 \text{ kA}$ برای پلاسما در نظر گرفتیم. رفتارهای ولتاژ حلقه در این جریان‌های بالاتر و پایین‌تر از 20 kA مشابه یک‌دیگراند ولی ولتاژ حلقه برای جریان‌های بالاتر از 20 kA با یک سری پیک‌های مثبت و منفی قبل از فرایند گسیختگی همراه است. شکل ۱، تحول جریان پلاسما بر حسب زمان و پروفیل پرتو X سخت مشاهده شده منطبق بر جریان پلاسمایی بیشینه‌ی 17 kA را نشان می‌دهد. در این شات گسیختگی پلاسما به وضوح دیده می‌شود و انتشار

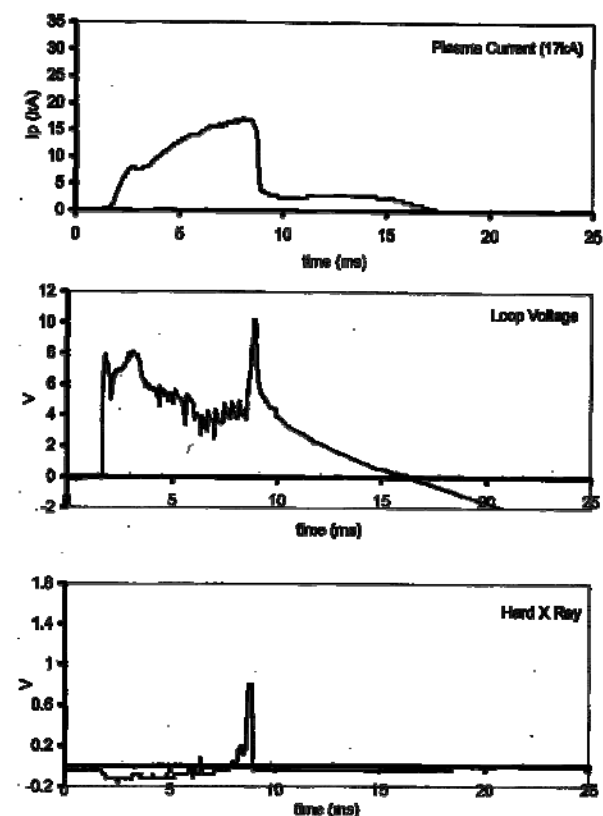
رشد $n=1$ ، $m=2$ جزیره‌ی مغناطیسی قبل از هر گسیختگی معمولاً به وسیله‌ی معادله تغییر یافته‌ی رادرفورد توصیف می‌شود که به پارامتر پایداری مد پارگی Δ'_m در پلاسما با چسبندگی η و به اثرهای نئوکلاسیکی جریان‌های خود راه‌انداز و شارش‌های یون وابسته است. تجزیه و تحلیل‌ها نشان داده است که در اثر برخورد‌ها، رشد جزایر مغناطیسی اساساً با پارامتر پایداری مد پارگی مشخص می‌شود [۱۱].

$$\frac{dW_m}{dt} = (\eta / \mu_o) \Delta'_m$$

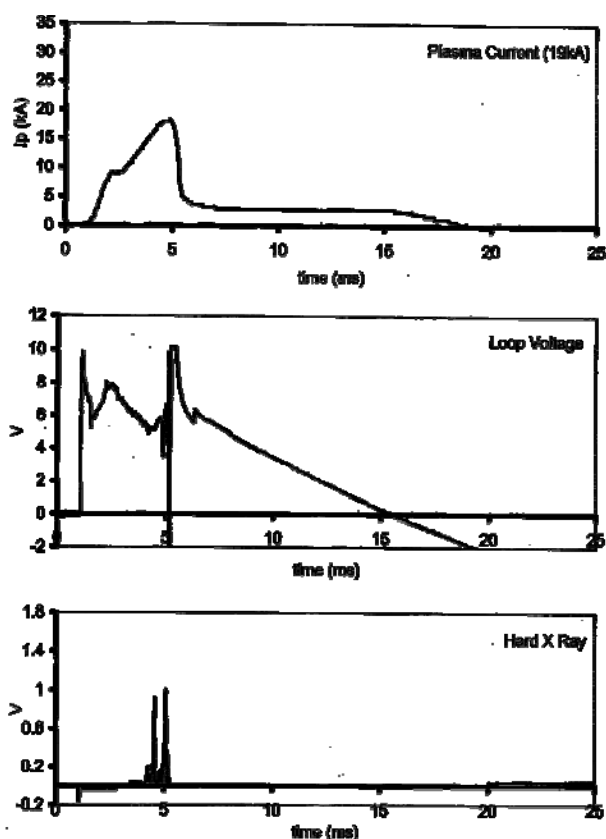
که در آن $W_m = 4(Brr_s R / nsB_1)^{1/2}$ پهنای جزیره، r_s شعاع سطح مغناطیسی و B_r اختلال میدان مغناطیسی شعاعی ناشی از مد MHD است.

اتصال مجدد خطوط میدان مغناطیسی حول نقاط X در جزایر مغناطیسی با تولید میدان‌های الکتریکی القایی همراه است. دامنه‌ی میدان الکتریکی با استفاده از رابطه‌ی $E^* \approx (SB_r / 16r_s) W_m dw_m / dt$ ارزیابی می‌شود که در آن، $S = (r / q) \frac{dq}{dr}$ برش مغناطیسی است. میدان‌های الکتریکی حدود $E^* \approx 10 \text{ Vm}^{-1}$ به هنگام فرایند، القا می‌شوند [۱۲].

تحول زمانی چگالی الکترون‌های غیر گرمایی تولید شده توسط میدان E^* در یک پلاسمای گرمایی با چگالی n_e مورد بررسی قرار گرفته است [۱۳ و ۱۴]. سازوکار اتلاف حاکم بر الکترون‌های غیر گرمایی به هنگام فرایند، تلاطم مغناطیسی بزرگ مقیاس را تشکیل می‌دهد. تجزیه و تحلیل قبلی نشان می‌دهد که بسته به آهنگ رشد و دامنه‌ی MHD، باریکه‌های جای‌گزیده‌ی مکانی الکترون‌های غیر گرمایی با چگالی‌های بالاتر از $N_T \approx 7 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ می‌تواند حول جزایر مغناطیسی تولید شود [۱۰]. دو نوع ساز و کار تولید الکترون گریزان در پلاسما با اعمال میدان الکتریکی وجود دارد. اولی فرایند دریسر^(۴) است که الکترون در اثر پخش در فضای سرعت به سرعت‌های بالاتر از یک سرعت بحرانی می‌رسد و بالاتر از یک آن نیروی اصطکاک ناشی از برخورد غلبه می‌کند. ساز و کار دوم تولید الکترون گریزان، برخورد‌های الکترون‌های انرژی بالا با الکترون‌های گرمایی و یون‌ها است. این ساز و کار، الکترون‌های گریزان، بهمنی با ثابت زمانی $\tau_{\alpha\alpha} E^{-1}$ فراهم می‌آورد [۱۵]. فرایند بهمن،



شکل ۱- تحول جریان پلاسما برحسب زمان، ولتاژ حلقه و پروفیل پرتو X سخت مشاهده شده منطبق بر جریان پلاسمایی بیشینه $17kA$.



شکل ۲- تحول زمانی جریان پلاسمایی با بیشینه $19kA$ ، ولتاژ حلقه و پرتو X سخت.

پرتو X سخت در لحظات گسیختگی آشکار است. در شکل ۲ نتایج اندازه‌گیری‌های تحول جریان پلاسما $I_p = 19kA$ ، برحسب زمان، همراه با تحول ولتاژ حلقه و پرتو X سخت نشان داده شده است. در شکل‌های ۱ و ۲ ملاحظه می‌شود که جریان‌های مشابه یک‌دیگر است و پرتو X سخت در هنگام گسیختگی به وضوح دیده می‌شود. ولتاژ حلقه نیز از شروع جریان تا مرحله گسیختگی چندان تلاطمی ندارد. پیک منفی قبل از گسیختگی و پیک مثبت در لحظه گسیختگی آشکار است. توضیحاتی راجع به پیک‌های منفی و مثبت توسط بسیاری از محققین ارائه شده است که در این جا به آن‌ها پرداخته نمی‌شود. شکل ۳ نمایان‌گر تحول زمانی جریان پلاسمایی با بیشینه $I_p = 29kA$ ، ولتاژ حلقه و پرتو X سخت است. مدت دوام جریان پلاسما حدود $20ms$ است. پرتو X سخت هنگام افزایش جریان و به هنگام گسیختگی آن مشاهده می‌شود. برای جریان پلاسمایی با بیشینه $I_p = 32kA$ (شکل ۴) زمان دوام جریان $20ms$ است و انتشار پرتو X سخت از هنگام افزایش تا مرحله پایانی به طور آشکار مشاهده می‌شود. بررسی‌های بیشتر نشان داد که افت و خیزهایی در جریان پلاسما وجود دارد و پرتو X سخت منتشره در توکامک دماوند با یک سری پیک‌های مثبت تا پایان پلاسما دیده می‌شود (شکل‌های ۳ و ۴). نکته حایز اهمیتی که در این شات دیده می‌شود این است که پای نقاط شروع پیک‌های مثبت پرتو X نسبت به زمان افزایش می‌یابد. ولتاژ حلقه نیز در این شات با یک سری افت و خیز همراه بوده و پیک مثبت ولتاژ حلقه در لحظه گسیختگی $V_{i00} \approx 27V$ است. پای نقاط شروع پرتو X سخت تا زمان افزایش مؤثر جریان پلاسما ($I_p < 20kA$) تقریباً ثابت می‌ماند ولی در جریان‌های پلاسمایی بزرگ‌تر از $20kA$ افزایش می‌یابد (تا حدود $32kA$) و با کم شدن جریان پلاسما تا پایان تخلیه الکتریکی پای نقاط شروع پرتو X سخت به طور چشم‌گیری افزایش می‌یابد.



۴- بحث و نتیجه‌گیری

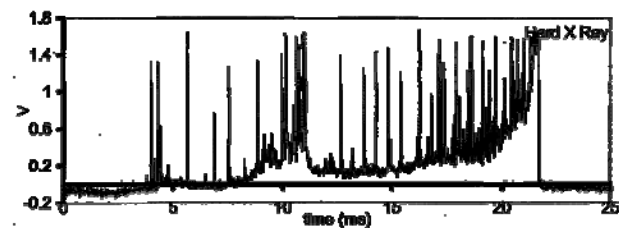
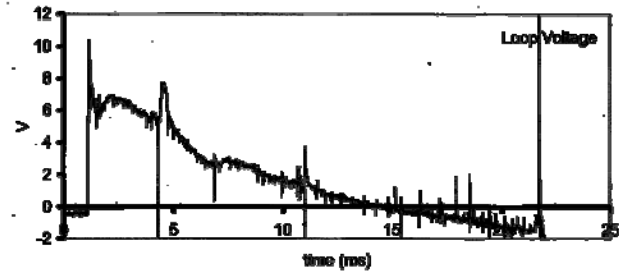
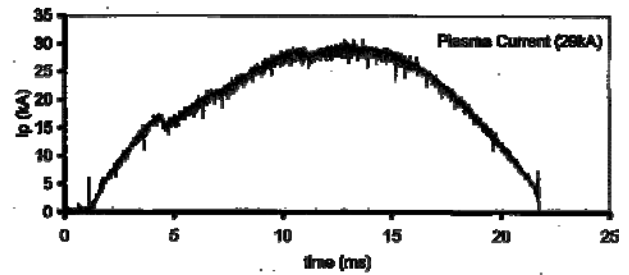
مدل‌های اتصال مجدد خطوط میدان مغناطیسی (برخوردی و غیربرخوردی) در سال‌های اخیر مورد بررسی قرار گرفته است. مطالعه‌ی مقاومت جریان سطحی پلاسما به هنگام اتصال مجدد مغناطیسی در نظریه‌ی اسویت پارکر نشان داده است که این مدل نمی‌تواند جوابگوی گرمایش پلاسما تا رسیدن الکترون‌ها به سرعت ابرگرمایی و در نتیجه پدیده‌ی بهمن باشد. مدل اتصال مجدد پتَشک^(۶) و ایجاد موج ضربه در این فرایند هم سبب افزایش مقاومت پلاسما می‌شود. نظریه‌ی شبه خطی با عبور باریکه الکترونی گرم از داخل پلاسما زمینه و به وجود آمدن امواج توصیف می‌شود که سبب گرم شدن پلاسما می‌گردد. نظریه‌ی افزایش مقاومت آنومالی به وسیله‌ی تلاطم در پلاسما توضیح داده می‌شود که به اتصال مجدد سریع می‌انجامد. ناپایداری امواج سوت کش به عنوان عامل ناپایداری و اهلشی و پدیده‌ی بهمن در روند دوم شناخته می‌شود.

اندازه‌گیری پرتو X سخت در توکامک نشان داد که برای جریان‌های پلاسمای $I_p < 20 \text{ kA}$ ، پرتو X سخت منتشره در گسیختگی اتفاق می‌افتد ولی برای جریان‌های پلاسمای $I_p > 20 \text{ kA}$ پرتو X سخت منتشره از لحظه‌ی افزایش جریان تا مرحله‌ی پایان تخلیه‌ی الکتریکی مشاهده می‌شود.

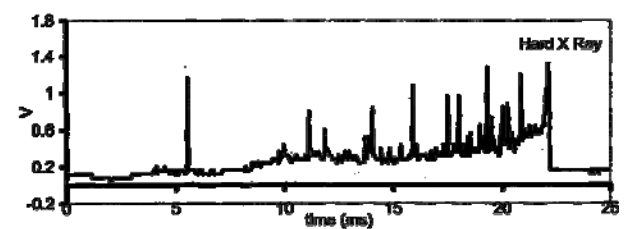
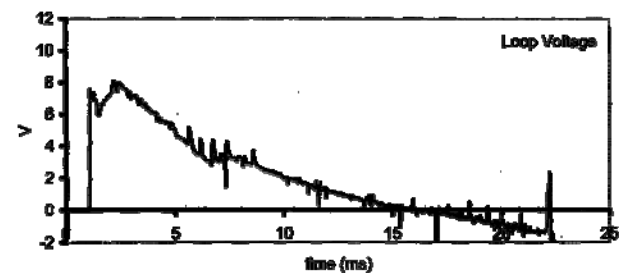
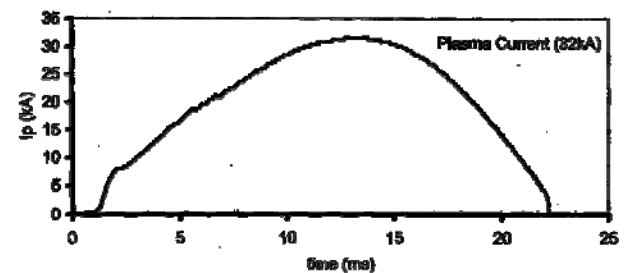
بنابراین دو ساز و کار تولید الکترون گریزان در پلاسمای توکامک مطرح شده‌اند. اولی فرایند دریسر می‌باشد که در آن میدان الکتریکی بر اثر گسیختگی از میدان بحرانی بیش تر شده و سبب شتاب‌گیری الکترون گریزان می‌گردد و برخورد این الکترون‌ها با دیواره، پرتو X سخت تولید می‌کند. در فرایند دوم برخورد الکترون‌های سریع دنباله‌ی تابع توزیع الکترون با الکترون‌های گرمایی سبب شتاب‌گیری آن‌ها شده و الکترون‌های گریزان بهمنی را تولید می‌کنند که پرتو X سخت ناشی از آن از لحظه‌ی شروع تخلیه تا پایان آن دیده می‌شود.

تشکر و قدردانی

از اعضای گروه توکامک دماوند در سازمان انرژی اتمی ایران که در تهیه‌ی داده‌های این تحقیق ما را یاری داده‌اند تشکر و قدردانی می‌شود.



شکل ۳- تحول زمانی جریان پلاسمایی با بیشینه‌ی $I_p = 29 \text{ kA}$ ، ولتاژ حلقه و پرتو X سخت.



شکل ۴- تحول زمانی جریان پلاسمایی با بیشینه‌ی $I_p = 32 \text{ kA}$ ، ولتاژ حلقه و پرتو X سخت.



- ۱- MHD: Magneto- Hydro Dynamics
- ۲- Spontaneous
- ۳- Bursts

- ۴- Dreicer
- ۵- Whistler
- ۶- Petschek

References:

1. B.B. Kadomtsev, "Magnetic field line reconnection," Rep. Prog Phys, 50, 115-143 (1987).
2. F. Porcelli, "Collisionless $m=1$ tearing mode," Phys. Rev. Lett, 66, 425 (1991).
3. J. Wesson, "Sawtooth reconenction," Nuclear Fusion, Vol 30, Issue 12, December (1990).
4. D. Grasso, M. Ottaviani, F. Porcelli, "Growth and stabilisation of drift-tearing modes in weakly collisional plasma," Nuclear Fusion, 42, 1067-1074 (2002).
5. J. Brin, J.F. Drake, M.A. Shay, B.N. Rogers, R.E. Denton, P.L. Pritchett, "Geospace environmental modeling (GEM) magnetic reconnection challenge," J. Geophys. Res (A3) 3715-3719 (2001).
6. H. Ji, S. Terry, M. Yamada, R. Kulsrud, A. Kurisyn, Y. Ren, "Electromagnetic fluctuations during fast reconnection in a laboratory plasma," phys. Rev. Lett, 115001 (2004).
7. A. Bhattachargee, K. Germaschewski, C.S. Ng, "Current singularities: Drivers of impulsive reconnection," Physics of Plasmas, 12, 042305 (2005).
8. Y. Saito, T. Mukai, T. Tersawa, A. Nishida, S. Machida, M. Hirahara, K. Maezawa, S. Kokubun, T. Yamamoto, "Slow-mode shocks in the magnetotail," J. Geophys. Res, 100, 23567 (1995).
9. Y. Ono, M. Inomotov, Y. Ueda, T. Matsuyama, "Fast magnetic reconnection with anomalous ion heating and its application," Science and Technology of Advanced Material, Vol 2, Issues 3-4, 473-482 (2001).
10. R.V. Savrukhin, F. Porcelli, A.V. Sushkov, S.V. Tsaun, V.V. Volkov, "Analysis of the small-scale plasma perturbation during density limit disruption in T-10 tokamak," Nucl Fusion, 44, 761-771 (2004).
11. D.A. Kislov, Yu.V. Esipchuk, N.A. Kimeva, Yu.D. Pavlov, A.A. Subbotin, V.V. Alikeev, A.A. Borshegovskiy, Yu. V. Gott, S.V. Krilov, T.B. Myalton, I.N. Roy, E.V. Trukhina, V.V. Volkov, T-10 Team, "Beta limit due to resistive tearing modes in T-10, Nuclear Fusion, 41, 1691-1624 (2001).
12. P.V. Savrukhin, "Observation of suprathermal electrons during magnetic reconnection," Phys. Plasma, 9, 3421 (2002).
13. "ITER physics expert group disruption plasma control and MHD, MHD stability, operational limits and disruptions," Nucl. Fusion, 39, 2251 (1999).
14. R. Jasper, N.J. Lopes Cardezo, F.C. Schuller, K.H. Finken, T. Grewe, G. Mank, "Disruption generated Runaway electrons in TEXTOR and ITER," Nucl. Fusion, 36, 367 (1996).
15. Yu.K. Kuznetsov, R.M.O. Galvao, V. Bellintanijr, A.A. Ferrira, A.M.M. Fonseca, I.C. Nascimento, L.F. Ruchko, E.A.O. Sacton, V.S. Tsypin, O.C. Usuriage, "Runaway discharges in TCABR," Nucl. Fusion, 44, 631-644 (2004).
16. A.G. Elfimov and R.M.O. Galvao, "Whistler instability driven by relativistic electron tail in tokamaks," Plasma Phys. Control. Fusion, 45, L63, L70 (2003).