

## مقایسه شتاب‌گیری ذرات باردار در رژیم‌های بازاتصال مغناطیسی و ناپایداری پلاسموئیدی در پلاسمای تاج خورشید

مهدی شهرکی‌پور

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شهید چمران اهواز

پست الکترونیکی: m.shahrakipour@scu.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۴۰۵/۰۴/۱۳؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۵/۰۴/۲۸)

### چکیده:

بازاتصال مغناطیسی و ناپایداری پلاسموئیدی که در پلاسماهای مغناطیده، مانند پلاسمای تاج خورشید، ایجاد می‌شود از مهمترین عامل‌های شتاب‌گیری ذرات باردار و افزایش سرعت تبدیل انرژی مغناطیسی به انرژی حرارتی و جنبشی است. در این تحقیق با استفاده از شبیه‌سازی دوبعدی ذره در سلول، با تمرکز بر بازاتصال مغناطیسی و ناپایداری پلاسموئیدی، نقش میدان مغناطیس اولیه در شتاب‌گیری ذرات باردار در پلاسمای تاج خورشید از طریق تابع توزیع انرژی ذرات باردار مطالعه می‌شود. هنگامی که بزرگی میدان مغناطیسی اولیه شرط شکل‌گیری ناپایداری پلاسموئیدی را برآورده نمی‌کند، سامانه در حالت بازاتصال مغناطیسی اولیه باقی می‌ماند. در این حالت، تابع توزیع انرژی نشان می‌دهد که با گذشت زمان انرژی توده‌ای پلاسمای در انرژی‌های کم افزایش می‌یابد، اما ذرات نمی‌توانند به انرژی‌های بالا دست یابند. در ناپایداری پلاسموئیدی که شامل چندین نقطه ایکس (x) است، تابع توزیع انرژی رسیدن ذرات باردار به سرعت‌های نسبی را تأیید می‌کند. در واقع به دلیل وجود چندین بازاتصال مغناطیسی و نیز وجود برهم‌کنش موج-ذره، فرآیند شتاب‌دهی ذرات باردار در ناپایداری پلاسموئیدی کارآمدتر است.

**واژه‌های کلیدی:** شتاب‌گیری ذرات، بازاتصال مغناطیسی، ناپایداری پلاسموئیدی، پلاسمای تاج خورشیدی، شبیه‌سازی ذره در سلول.

### ۱. مقدمه

مداوم قطع شده و دوباره به یکدیگر متصل می‌شوند. در نتیجه،

توپولوژی خطوط میدان مغناطیسی در مقیاس بزرگ به طور

قابل توجهی تغییر می‌کند و نیروی  $\vec{J} \times \vec{B}$  منجر به تبدیل

انرژی مغناطیسی به انرژی جنبشی می‌شود [۱-۴].

بازاتصال مغناطیسی در واقع با تغییر در شکل هندسی خطوط

میدان مغناطیسی آغاز می‌شود و به تبع آن، پلاسموئیدها شکل

می‌گیرند و به صورت پیوسته رشد می‌کنند. در سامانه‌های

بزرگ، مانند سامانه‌های خورشیدی که طول لایه جریان بسیار

بیشتر از ضخامت آن است، لایه جریان تحت تأثیر اختلالات

خارجی قرار می‌گیرد. این ناپایداری شدید پلاسمای منجر به

تجزیه، تکه تکه شدن و تشکیل لایه‌های جریان چندگانه

بازاتصال مغناطیسی یک پدیده اساسی در پلاسمای مغناطیسی

با رسانندگی بالا، مانند پلاسمای فضا و اخترفیزیکی است. این

فرایند شامل تغییر هندسی مجموعه‌ای از خطوط میدان

مغناطیسی است که منجر به ایجاد تعادل جدید با انرژی

مغناطیسی پایین‌تر می‌شود. در بازاتصال مغناطیسی انرژی

مغناطیسی به طور ناگهانی آزاد می‌شود و به انرژی گرمایی و

جنبشی و همچنین شتاب ذرات تبدیل می‌شود. بازاتصال

مغناطیسی در مناطق باریکی که محدودیت انجماد شار از بین

می‌رود، صورت می‌گیرد. در این نواحی، خطوط میدان به طور

می‌شود. بنابراین، بازاتصال مغناطیسی در چندین نقطهٔ ایکس (ناحیه‌ای در لایهٔ جریان الکتریکی است که در آن خطوط میدان مغناطیسی به یکدیگر نزدیک شده و توپولوژی میدان تغییر می‌کند) رخ می‌دهد و چندین جزیرهٔ مغناطیسی یا پلاسموئید ظاهر می‌شوند و با یکدیگر ادغام می‌شوند. با کشیده‌تر شدن لایهٔ جریان، پلاسموئیدهای ثانویه نیز شکل می‌گیرند [۵-۸]. زنجیرهٔ پلاسموئیدی پیکربندی‌های بسیار پویایی هستند که با ادغام پلاسموئیدهای کوچک‌تر به سرعت رشد می‌کنند [۹-۱۱]. بازاتصال مغناطیسی و شکل‌گیری پلاسموئیدها نقش اساسی در تاج خورشیدی ایفا می‌کند. باید به این نکته اشاره کرد که زبانه‌های خورشیدی یک موضوع مهم در مطالعهٔ بازاتصال مغناطیسی به شمار می‌آید. برخی از مطالعات، ساختارهای پلاسموئیدی را در جو خورشید مشاهده و گزارش کرده‌اند [۱۲ و ۱۳]. زبانه‌های بزرگ خورشیدی قوی‌ترین انفجارهای منظومه شمسی هستند که به دلیل فرآیند بازاتصال مغناطیسی در صفحهٔ جریان خود، مقدار زیادی انرژی را در چند دقیقه آزاد می‌کنند. چگونگی تشکیل ورقه‌های جاری در تاج خورشیدی یک سوال دیرینه است. امروزه به‌طور گسترده پذیرفته شده است که حرکات فتوسفری در مقیاس بزرگ منجر به تشکیل صفحات جریان تاجی می‌شود [۱۴].

از دیدگاه فیزیکی، شتاب‌دهی ذرات بر این اصل استوار است که ذرات باردار در حضور میدان الکتریکی می‌توانند انرژی کسب کنند. در بازاتصال مغناطیسی مولفه‌های میدان الکتریکی که به دنبال بازاتصال مغناطیسی ایجاد شده‌اند باعث شتاب‌دهی ذرات باردار می‌شود [۱۵].

بازاتصال مغناطیسی در حالت سیالی توسط دیدگاه مغناطوهیدروپدینامیک و در حالت جنبشی توسط نظریهٔ شبیه‌سازی ذره در سلول بررسی می‌شود [۱۶]. شناخت ناپایداری پلاسموئیدی از طریق دیدگاه جنبشی به دلیل نداشتن محدودیت‌های نظریهٔ مغناطوهیدروپدینامیک مورد توجه بسیاری از پژوهشگران قرار گرفته است. به‌عنوان نمونه، مارکیدیز و همکاران، تشکیل و تکامل زنجیرهٔ پلاسموئیدی را از طریق شبیه‌سازی ذره در سلول بررسی کردند. علاوه‌براین، ژو و همکاران ساختار میدان الکتریکی درون یک جزیرهٔ مغناطیسی

ثانویه در ناحیهٔ انتشار را با استفاده از شبیه‌سازی ذره در سلول بدون میدان راهنمای اولیه مطالعه کردند [۱۷ و ۱۸]. فو و همکاران، با استفاده از رویکرد جنبشی، ضمن بررسی اثر میدان راهنما بر بازاتصال مغناطیسی، وجود دوقطبی الکتریکی را در محل باز اتصال مغناطیسی تأیید کردند [۱۹]. شهرکی پور، برای نخستین بار رابطه‌ای برای آستانهٔ تشکیل ناپایداری پلاسموئیدی در شبیه‌سازی ذره در سلول ارائه کرد و تقریب جدیدی برای توان چگالی انرژی مغناطیسی اولیهٔ مورد نیاز جهت تشکیل این ناپایداری به‌دست آورد [۲۰]. از دیدگاه نظریهٔ مغناطوهیدروپدینامیک، در یک لایهٔ جریان الکتریکی کشیده شده، اگر عدد لوندکوئیست (نسبت مقیاس زمانی موج آلفون به مقیاس زمانی پخش مقاومتی) از  $10^4$  بیشتر شود، زنجیره‌ای از پلاسموئیدها تشکیل می‌شود [۲۱].

در نظریهٔ مغناطوهیدروپدینامیک برای به‌دست آوردن عدد لوندکوئیست از معادلهٔ القای مغناطیسی 
$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{B}) + \eta \nabla^2 \vec{B}$$
 استفاده می‌شود که در آن  $\eta = c^2 / 4\pi\sigma$  ضریب پخش مغناطیسی است. در این معادله اولین جملهٔ سمت راست، جملهٔ همرفت نام دارد و گرایش خطوط میدان مغناطیسی به سکون در سیال را نشان می‌دهد. جمله دوم، جملهٔ نفوذی یا پخششی است و بیانگر انتشار و نفوذ میدان مغناطیسی درون سیال است. این دو فرایند اثراتی متقابل دارند و بسته به مقیاس‌های طولی و زمانی سامانه، یکی از آن‌ها می‌تواند بر دیگری غالب شود. از حاصل تقسیم این دو جمله و استفاده از تقریب  $|\vec{\nabla}| \sim L$ ، عدد لاندکوئیست تعریف می‌شود [۲۲]:

$$Rm \equiv \frac{Lv_A}{\eta} \quad (1)$$

در شبیه‌سازی ذره در سلول، ناپایداری پلاسموئیدی که مبتنی بر نظریهٔ جنبشی است این روابط کارآمدی ندارند. از این‌رو، شهرکی پور رابطهٔ زیر را که تقریب جدیدی از توان چگالی مغناطیسی اولیه پلاسما برای تشکیل ناپایداری پلاسموئیدی است را به عنوان آستانه تشکیل آن ارائه داد:

$$p_* = \frac{B_*^2}{4\pi \Delta t} \simeq \frac{eB_*^2}{4\pi \epsilon \text{ cm}_i} \simeq 70/6 \times 10^2 \frac{B_*^2}{\epsilon} \quad (2)$$

که در آن  $B_0$  میدان مغناطیسی اولیه، و  $\epsilon = \delta/d_i$  پارامتری

خورشید، میدان مغناطیسی اولیه  $4 \times 10^{-4}$  و  $5 \times 10^{-5}$  تسلا تنظیم شده‌اند. دمای همسانگرد الکترون‌ها و پروتون‌ها به ترتیب  $k \times 10^6$  و  $k \times 10^5$  است. ابعاد جعبه شبیه‌سازی برابر با  $L_x = L_y = 18 d_i$  است. تعداد سلول‌های جعبه شبیه‌سازی در دو بعد  $N_x \times N_y = 900 \times 300$  است و گام‌های فضایی به صورت  $\Delta x = 0.02$  و  $\Delta y = 0.06$  تنظیم شده‌اند. در مجموع، تعداد  $27000000$  ذره در شبیه‌سازی استفاده شده است. چگالی الکترون و پروتون برابر با  $n = n_i (1 + \text{sech}^2((y - l_y/2)/\delta))$  که در آن چگالی اولیه الکترون و پروتون  $n_i = 6 \times 10^{11} m^{-3}$  است. نسبت جرم‌های نسبیتی پروتون‌ها به الکترون‌ها برابر صد است،  $m_p/m_e = 100$ . شرایط مرزی برای میدان‌ها و برای ذرات در جهت  $x$  دوره‌ای است. در راستای  $y$  امواج الکترومغناطیسی می‌توانند از مرز عبور کنند، درحالی‌که ذرات در مرزهای  $y$  بازتاب می‌شوند. زمان به بسامد پلاسمای الکترون  $\omega_{pe}$  بهنجار شده است.

از آنجایی‌که چگالی پلاسمای تاج خورشیدی بسیار رقیق است، در بررسی پدیده‌های مورد بحث در این مقاله، اثرات ناشی از نیروی میدان مغناطیسی بر اثرات ناشی از نیروی برخورد بین ذرات غالب هستند. به بیان دیگر، دوره تناوب لارمور بزرگ‌تر از مدت زمان برخورد بین دو ذره است. از این‌رو، پلاسمای مورد بحث را بدون برخورد در نظر گرفته‌ایم.

### ۳. نتایج شبیه‌سازی

در این مقاله، با استفاده از شبیه‌سازی ذره در سلول تفاوت اثر بازاتصال مغناطیسی تنها و ناپایداری پلاسموئیدی در انرژی‌دهی به ذرات باردار بررسی می‌شود. ابتدا با انتخاب پارامترهای اساسی از جمله میدان مغناطیسی  $4 \times 10^{-4}$  تسلا و عرض لایه جریان مناسب به گونه‌ای که چگالی توان مغناطیسی اولیه پلاسما از مقدار  $1/71 \times 10^1 J.m^{-3}.s^{-1}$  بیشتر باشد، به بررسی شتاب‌گیری ذرات باردار در ناپایداری پلاسموئیدی از طریق نمودار تابع توزیع انرژی الکترون‌ها در مقیاس لگاریتمی می‌پردازیم.

شکل ۱، نمودار لگاریتمی تحول زمانی تابع توزیع انرژی

است که نیم عرض لایه جریان را به طول لختی یون مرتبط می‌کند [۲۰]. این رابطه بیان می‌کند که شکل‌گیری ناپایداری پلاسموئیدی در شبیه‌سازی ذره در سلول با اندازه سامانه رابطه معکوس و با توان سوم میدان مغناطیسی اولیه رابطه مستقیم دارد. بر اساس این رابطه، اگر چگالی توان مغناطیسی اولیه پلاسما از مقدار  $1/71 \times 10^1 J.m^{-3}.s^{-1}$  بیشتر باشد ناپایداری پلاسموئیدی ایجاد می‌شود. در این تحقیق، با استفاده از تقریب جدید ارائه‌شده برای تشکیل ناپایداری پلاسموئیدی در شبیه‌سازی ذره در سلول، نقش میدان مغناطیسی اولیه در شتاب دهی به ذرات باردار از طریق بررسی تابع توزیع انرژی لگاریتمی مطالعه می‌شود.

### ۲. جزئیات شبیه‌سازی

در این تحقیق از دستور *EPOCH* استفاده شده است. این دستور با حمایت شورای تحقیقات مهندسی و علوم فیزیکی (EPSRC) انگلستان با هدایت دکتر تونی آربر از دانشگاه وارویک (Warwick) نوشته و توسعه یافته است [۲۳]. در این دستور، توزیع سرعت ذرات ماکسولی فرض شده است و از روش تفاضل محدود برای حل معادلات دیفرانسیل استفاده شده است. ساختار میدان مغناطیسی اولیه با رابطه،

$$\vec{B} = B_0 \tanh((y - l_y/2)/\delta) \hat{e}_x + b_z \text{sech}((y - l_y/2)/\delta) \hat{e}_z$$

توصیف می‌شود که در آن  $B_0$  و  $b_z$  به ترتیب دامنه میدان مغناطیسی اولیه و دامنه میدان راهنما هستند. در اینجا،  $\delta = 0.5 d_i$  بیانگر نیم ضخامت لایه جریان، و  $d_i = c/\omega_{pi}$  نشان‌دهنده طول لختی یون یا عمق پوسته یونی است که در آن  $c$  سرعت نور و  $\omega_{pi}$  بسامد پلاسمایی یون است.

شایان ذکر است تابع تانژانت هیپربولیک برای میدان مغناطیسی اولیه در واقع پاسخ معادله دیفرانسیلی است که از حل معادله حرکت پس از انجام عملیات ریاضی گسترده به دست آمده است. این تابع از شرط تساوی میدان‌های مغناطیسی تابع سکانت هیپربولیک برای میدان راهنما استخراج می‌شود و این توابع با شرایط تجربی نیز به طور کامل سازگار هستند. در شبیه‌سازی پلاسمای الکترون-پروتون بدون برخورد تاج

$\omega_{pe}t = 7$  تا  $\omega_{pe}t = 90$ ، افزایش تعداد الکترون‌های پرنرژی به صورت یک قله در تابع توزیع مشاهده می‌شود. این قله در تابع توزیع ماکسولی سرعت‌ها به صورت یک شیب مثبت یا برآمدگی در دم نشان داده می‌شود و با گذشت زمان محو می‌شود [۲۴]. یکی از سازوکارهای مهم مرتبط با این شیب مثبت، میرایی لانداو است.

میرایی لانداو یکی از ویژگی‌های پلاسما بدون برخورد است. به میرا شدن امواج بدون وجود اتلاف انرژی توسط برخوردها میرایی لانداو گفته می‌شود که می‌تواند به صورت خطی یا غیرخطی رخ دهد. عامل میرایی لانداو الکترون‌هایی هستند که سرعت آن‌ها در توزیع برابر با سرعت فاز می‌شود (ذرات تشدید) و می‌توانند با موج حرکت کرده و به طور موثر با موج مبادله انرژی داشته باشند.

در پلاسما الکترون‌ها می‌توانند سریع‌تر و یا کندتر از امواج حرکت کنند که البته در توزیع ماکسولی جمعیت الکترون‌های کند از جمعیت الکترون‌های تند بیشتر است. از این‌رو، امواج انرژی خود را به الکترون‌های کند می‌دهند و میرا می‌شوند. شهرکی پور، با تحلیل نوسانات مختلف مولفه‌های میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی، ماهیت این امواج را که از انواع امواج الکترومغناطیسی و الکتروستاتیکی شناخته شده در پلاسما است، بررسی کرد [۲۵].

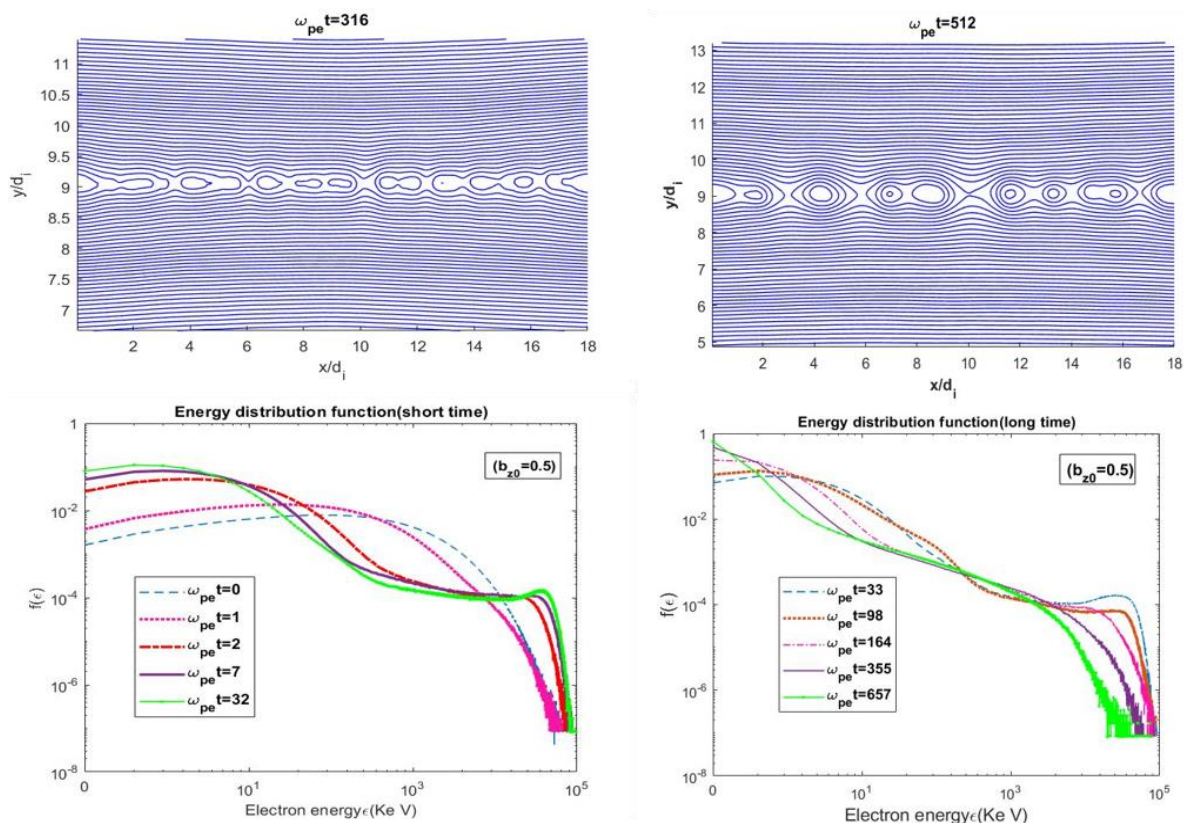
چنانچه جمعیت ذرات سریع افزایش یابد، ممکن است شرایط برای برانگیزش موج فراهم شود و این افزایش جمعیت به صورت قله دوم یا برآمدگی در دم تابع توزیع انرژی ظاهر شود. در جایی که رابطه  $\partial f / \partial v > 0$  برقرار است، پس از مدتی این ذرات انرژی را در فرایند لانداو معکوس به موج می‌دهند و از بین می‌روند. الکترون‌های تشدید اولین ذراتی هستند که تحت تاثیر برهم‌کنش موج-ذره قرار می‌گیرند. در انرژی‌های بالاتر از  $10^4 \text{ keV}$ ، با افزایش زمان علاوه بر کاهش انرژی تعداد الکترون‌های پرنرژی نیز کاهش می‌یابد. این رفتار بیانگر این واقعیت است که در زمان‌های ابتدایی تحت تاثیر میدان الکتریکی تولید شده در فرآیند شکل‌گیری ناپایداری، بخشی از ذرات شتاب گرفته و حتی به انرژی‌های نسبی دست یافته‌اند. در ادامه با کاهش میدان مغناطیسی اولیه به گونه‌ای که چگالی

ناپایداری پلاسموئیدی را با دامنه میدان راهنمای  $b_z = 0.5$  (مولفه میدان مغناطیسی عمود بر صفحه جریان) در زمان‌های کوتاه و طولانی نشان می‌دهد. دو نمودار بالا تحول زمانی ناپایداری پلاسموئیدی را از طریق خطوط میدان مغناطیسی نشان می‌دهند. نقاط  $x$  (بازاتصال) در چندین نقطه تشکیل می‌شوند و در دو طرف این نقاط پلاسموئیدها یا جزایر مغناطیسی رشد می‌کنند. سپس، این جزایر با یکدیگر ادغام می‌شوند. در نمودار تابع توزیع انرژی، محور قائم تعداد ذرات  $f(\varepsilon)$  را نشان می‌دهد که بر تعداد بیشینه ذرات بهنجار شده است ( $\varepsilon$  نماد انرژی جنبشی کل است)، و محور افقی انرژی جنبشی الکترون‌ها بر حسب کیلو الکترون ولت رسم شده است که تابع توزیع انرژی در حالت غیرلگاریتمی از توزیع ماکسولی پیروی می‌کند.

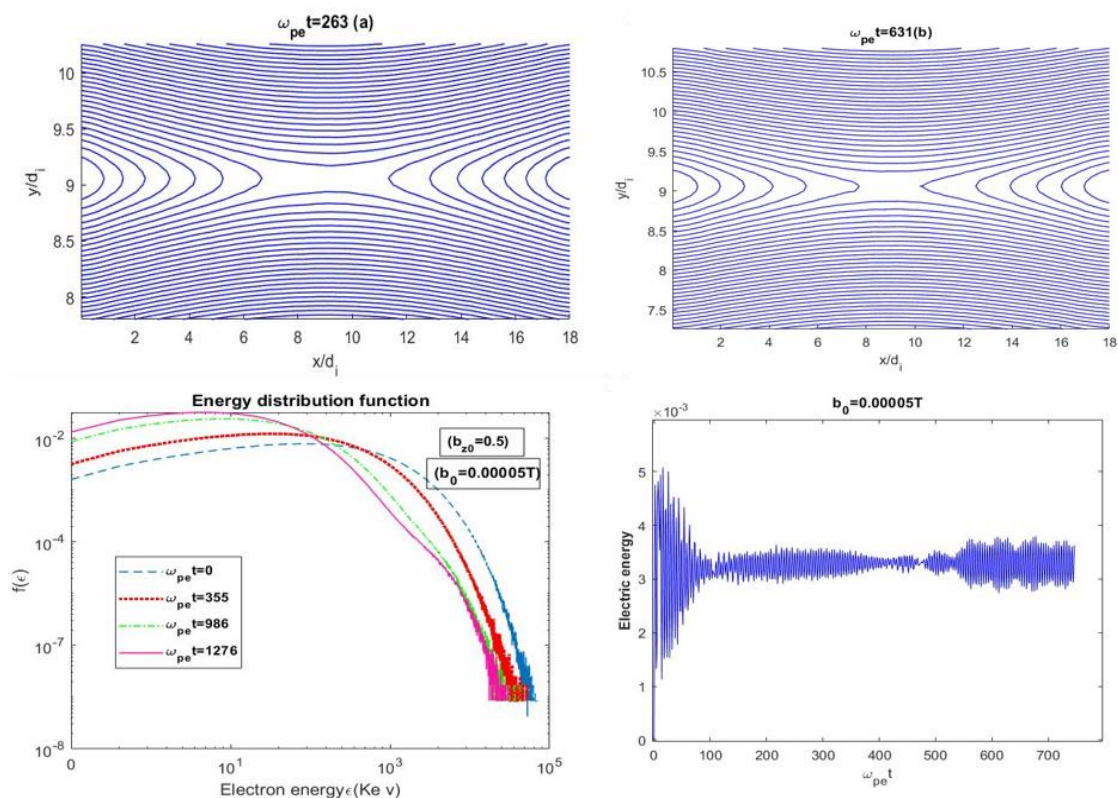
در ناحیه انرژی‌های پایین تا حدود  $10 \text{ keV}$ ، با افزایش زمان تعداد الکترون‌های پرنرژی افزایش می‌یابد که بیانگر افزایش سرعت توده پلاسما است. به عنوان مثال، در محدوده انرژی  $5 \text{ keV}$  در زمان‌های کوتاه تعداد الکترون‌ها از  $10^{-3}$  در زمان  $\omega_{pe}t = 0$  به  $10^{-1}$  در زمان  $\omega_{pe}t = 32$  رسیده است، یعنی تعداد الکترون‌هایی که به این انرژی رسیده‌اند صد برابر شده است.

در زمان‌های طولانی نیز همین افزایش تعداد الکترون‌ها در انرژی‌های کم مشاهده می‌شود به گونه‌ای که در زمان  $\omega_{pe}t = 657$  تعداد ذرات به یک رسیده است. در زمان‌های کوتاه تا  $\omega_{pe}t = 32$ ، در بازه انرژی بین  $10^1 \text{ keV}$  تا  $10^4 \text{ keV}$ ، با افزایش زمان تعداد ذرات پرنرژی کاهش می‌یابد. به عبارت دیگر، تعداد الکترون‌های کمتری به انرژی  $10^4 \text{ keV}$  رسیده‌اند. این امر از طرفی با توجه به اصل ثابت بودن ذرات (مساحت زیر نمودار انرژی) قابل توجیه است. در زمان‌های طولانی (نمودار سمت راست) نیز و در انرژی‌های میانی از  $5 \text{ keV}$  تا  $10^3 \text{ keV}$  روند کاهشی شیب نمودار نشان می‌دهد که با گذشت زمان تعداد کمتری از ذرات به انرژی‌های بالاتر رسیده‌اند. برای نمونه، در زمان  $\omega_{pe}t = 657$  تعداد ذراتی که به انرژی  $10^3 \text{ keV}$  رسیده‌اند،  $10^4$  برابر کمتر شده‌اند.

در انرژی‌های بالاتر از  $10^4 \text{ keV}$ ، در زمان‌های پایین‌تر از



شکل ۱. نمایش تحول زمانی ناپایداری پلاسموئیدی از طریق خطوط میدان مغناطیسی (شکل‌های بالا). مقایسه نمودار تحول زمانی تابع توزیع انرژی الکترونی در زمان‌های  $\omega_{pe} t = 0 - 32$  و  $\omega_{pe} t = 133 - 657$  (شکل‌های پایین). در این جا، میدان مغناطیسی اولیه  $4 \times 10^{-4}$  تسلا است.



شکل ۲. تحول زمانی خطوط میدان مغناطیسی با میدان مغناطیسی اولیه  $b_z = 5 \times 10^{-5} T$  (شکل‌های بالا). مقایسه نمودار تحول زمانی تابع توزیع انرژی الکترون‌ها و دامنه میدان راهنما  $b_z = 0/5$  به همراه نمودار تحول زمانی میدان الکتریکی کل مربوطه (شکل‌های پایین).

توان مغناطیسی اولیه پلاسما از مقدار مشخص  $10^{10} J.m^{-3}.s^{-1}$  کمتر باشد، شرایط برای عدم شکل گیری ناپایداری پلاسموئیدی فراهم می شود. در این حالت سامانه در حالت بازاتصال مغناطیسی تنها باقی خواهد ماند و ناپایداری پلاسموئیدی رخ نمی دهد. تاثیر کاهش میدان مغناطیسی اولیه بر تابع توزیع انرژی در شکل ۲ نشان داده شده است. در این شکل، خطوط میدان مغناطیسی و تابع توزیع انرژی در حالتی که میدان مغناطیسی اولیه به  $b_0 = 5 \times 10^{-5} T$  کاهش یافته است، در زمان های مختلف نشان داده شده اند. در انرژی های کم با گذشت زمان اگر چه انرژی توده ای از پلاسما افزایش یافته است اما ذرات نتوانسته اند به انرژی های بالا برسند. کاهش میدان مغناطیسی اولیه باعث شده است که در همه زمان ها صرفاً یک بازاتصال مغناطیسی داشته باشیم (دو نمودار بالا) که از زمان های اولیه آغاز می شود و در ادامه نیز حفظ می شود. آغاز فرایند بازاتصال مغناطیسی همزمان با افزایش میدان الکتریکی باعث افزایش سرعت توده ای از پلاسما می شود. اما به دلیل عدم شکل گیری نقاط ایکس ثانویه میدان الکتریکی روند افزایشی به خود نمی گیرد و دیگر ذرات نمی توانند به سرعت های بالا برسند. در نمودار تابع توزیع انرژی نیز دیگر قله پایانی مشاهده نمی شود.

#### ۴. نتیجه گیری

در پلاسمای تاج خورشید بازاتصال مغناطیسی در لایه جریان الکتریکی شکل می گیرد. با کشیده شدن لایه جریان الکتریکی، بازاتصال مغناطیسی منجر به ایجاد ناپایداری پلاسموئیدی می شود. شهرکی پور، شرط تبدیل بازاتصال مغناطیسی به ناپایداری پلاسموئیدی را به تقریب جدیدی به نام چگالی توان مغناطیسی اولیه پلاسما مرتبط دانست که بر این اساس اگر چگالی توان مغناطیسی اولیه پلاسما کمتر از مقدار  $10^{10} J.m^{-3}.s^{-1}$  باشد، ناپایداری ایجاد نمی شود [۲۰]. پلاسموئیدها در مراحل رشد خطی و غیرخطی با یک دیگر ترکیب می شوند و پلاسموئیدهای بزرگتر ایجاد می شوند. بازاتصال مغناطیسی و ناپایداری پلاسموئیدی از جمله

پدیده های اساسی هستند که می توانند باعث شتاب گیری ذرات باردار در محیط پلاسما شوند. در این مقاله، از شبیه سازی دوبعدی ذره در سلول برای بررسی نقش میدان مغناطیسی اولیه بر شتاب گیری ذرات در فرایند شکل گیری بازاتصال مغناطیسی و ناپایداری پلاسموئیدی بدون برخورد در تاج خورشیدی استفاده شد. از این رو، پارامترهای اساسی پلاسما همچون چگالی ذرات، دمای الکترون ها و پروتون ها، میدان مغناطیسی و غیره منطبق با شرایط واقعی تاج خورشید که از رصد ماهواره ها به دست آمده است، تنظیم شده اند [۲۶]. با تغییر میدان مغناطیسی به گونه ای که کمیت چگالی توان مغناطیسی اولیه از مقدار مشخصی کمتر و بیشتر شود سامانه به ترتیب در حالت بازاتصال تنها و ناپایداری پلاسموئیدی قرار می گیرد. سپس، تابع توزیع انرژی ذرات در هر دو رژیم بررسی و مقایسه شد. در حالت بازاتصال مغناطیسی تنها در انرژی های کم با گذشت زمان اگر چه انرژی توده ای از پلاسما افزایش یافته است اما ذرات نتوانسته اند به انرژی های بالا برسند. آغاز فرایند بازاتصال مغناطیسی همزمان با افزایش میدان الکتریکی باعث افزایش سرعت توده ای از پلاسما می شود. در ادامه، به دلیل عدم شکل گیری نقاط ایکس ثانویه میدان الکتریکی روند کاهشی به خود می گیرد و دیگر ذرات نمی توانند به سرعت های بالا برسند. در حالت ناپایداری پلاسموئیدی، رفتار تابع توزیع انرژی لگاریتمی به دلیل افزایش تعداد نقاط ایکس متفاوت می شود. در انرژی های پایین تا  $10 keV$ ، با افزایش زمان تعداد الکترون های پر انرژی افزایش می یابد که بیانگر افزایش سرعت توده پلاسما است. در بازه انرژی بین  $10^4 keV$  تا  $10^5 keV$ ، با افزایش زمان تعداد ذرات پراثری کاهش می یابد. به بیان دیگر، تعداد الکترون های کمتری به انرژی های بالای  $10^4 keV$  رسیده اند. در انرژی های بالاتر از  $10^4 keV$  و در زمان های کوتاه تر (از  $\omega_{pe} t = 7$  تا  $\omega_{pe} t = 90$ )، افزایش تعداد الکترون های پراثری به صورت یک قله در تابع توزیع مشاهده می شود. این قله در تابع توزیع ماکسولی سرعت ها به صورت یک شیب مثبت یا برآمدگی در دم نشان داده می شود و با گذشت زمان محو می شود.

## مراجع

1. J Birn and E Priest, *Cambridge Univ. Press*, (2007).
2. M Yamada et al., *Rev. Mod. Phys.* **82** (2010) 603.
3. E Priest and T Forbes, *Cambridge Univ. Press*, (2000).
4. W Gonzalez and E Parker, *Astrophys. Space Sci. Libr.* **427** (2016) 1007.
5. M Yamada J Yoo, *Nat. Commun.* **5** (2014) 4774.
6. P Cargill et al., *Space Sci Rev*, **173** (2012) 223.
7. N Loureiro et al., *Phys. Plasmas*, **14** (2007) 100703.
8. F Fan and C Huang, *Phys. plasmas*, **23** (2016) 106.
9. T Intrator et al., *Nat. Phys.*, **5** (2009) 521.
10. Karimabadi et al., *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 025002.
11. W Doughton et al., *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009) 065004.
12. P Cassak and M Shay, *Space Sci. Rev.* **172** (2011) 283.
13. W Liu et al., *ApJ*, **767** (2013) 168.
14. B Gudiksen and A Nordlund, *ApJ*, **618** (2005) 1020.
15. B. Cerutti et al., *Astrophys. J*, **770** (2013) 147.
16. E Zweibel and M Yamada, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **4** (2009) 53706.
17. S Markidis et al., *Nonlin. Processes Geophys.* **19** (2012) 145.
18. M Zhou et al., *Phys. Plasmas*, **19** (2012) 042902.
19. S Fu et al., *Ann. Geophys.* **36** (2018) 373.
20. M Shahraki pour, *Sol. Phys.* **300** (2025) 180.
21. N Loureiro et al., *Phys. Plasmas*, **14** (2007) 100703.
22. E Zweibel and M Yamada, *Phys. Eng. Sci.* **472** (2016) 2196.
23. T.D. Arber et al., *Plasma Phys. Control. Fusion*, **57** (2015) 113001.
24. M Shahraki Pour and M Hosseinpour, *Iran. J. Phys. Res.* **25** (2025) 237.
25. M Shahraki Pour and M Hosseinpour, *Iran. J. Phys. Res.* **22** (2022) 555.
26. W Liu et al., *Astrophys. J.* **767** (2013) 168.