



مدل سازی حرکت سیکلوترونی یونها در پلاسمای مغناطیسه در حضور یونهای دو بار یونیزه

محمد محسن حاتمی

دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی، دانشکده علوم، گروه فیزیک

چکیده:

با حل همزمان معادلات سیالی پلازما و معادله پواسون و با در نظر گرفتن یک پلاسمای مغناطیسه و شبه خنثی شامل یونهای مثبت یک بار یونیزه شده و الکترونها، تاثیر حضور یونهای مثبت دو بار یونیزه شده بر حرکت چرخشی (سیکلوترونی) یونهای مثبت پلازما مدل سازی می شود. نتایج عددی بدست آمده نشان می دهد که با فرض آن که یونهای مثبت موجود در پلازما دارای دما و جرم یکسان ولی بار الکتریکی متفاوت باشند، حضور یونهای مثبت دو بار یونیزه شده در پلازما باعث افزایش سرعت و در نتیجه شعاع چرخش (شعاع لارمور) یونهای مثبت یک بار یونیزه شده می گردد.

کلمات کلیدی: پلاسمای مغناطیسه، فرکانس سیکلوترونی، شعاع لارمور، معادلات سیالی.

مقدمه :

شتابدهی ذرات باردار در میدان های مغناطیسی ثابت از نخستین ایده های شتابدهی ذرات است که هنوز هم در بسیاری موارد از جمله تهیه باریکه پر انرژی از ذرات باردار به منظور استفاده در آزمایش های فیزیک هسته ای و یا از بین بردن تومرهای سرطانی از آن استفاده می شود. هر چند که فرکانس چرخش ذرات باردار در یک میدان مغناطیسی ثابت (فرکانس سیکلوترونی) مستقل از سرعت آنهاست و تنها به بزرگی میدان مغناطیسی و نسبت بار به جرم ذره باردار بستگی دارد اما شعاع چرخش این ذرات (شعاع لارمور) تابعی از سرعت ذره باردار بوده و با افزایش این سرعت، شعاع چرخش آنها هم افزایش خواهد یافت [۱-۳]. با در نظر گرفتن این واقعیت می توان پذیرفت که هر عاملی که باعث تغییر سرعت ذره باردار شود می تواند شعاع چرخش این ذره را تغییر خواهد دهد [۴-۶]. در گذشته تاثیر برخی از این عوامل بر سرعت ذرات باردار مطالعه شده است [۵، ۸]. بعنوان مثال در برخی از مقالات نشان داده شده است که با در نظر گرفتن اثرات برخوردی، سرعت و در نتیجه انرژی ذرات پلازما کاهش می یابد [۷، ۵]. همچنین در منبع [۴] گفته شده که در ناحیه غلاف انرژی جنبشی باریکه یونی به شدت وابسته به راستای سرعت این باریکه در مرز پلازما و غلاف است. اخیرا برخی محققین نشان داده اند حضور یونهای دو بار یونیزه شده در یک پلاسمای سرد و غیر مغناطیسه بر طول ناحیه غلاف در این پلازماها تاثیر دارد و با افزایش چگالی این یونها طول مذکور افزایش خواهد یافت [۸]. در این

مقاله به بررسی تاثیر حضور یونهای دو بار یونیزه شده (با چگالی ناچیز در مقایسه با چگالی الکترونها و یونهای یکبار یونیزه شده موجود در پلاسما) بر سرعت و در نتیجه شعاع چرخش یونهای یک بار یونیزه در یک پلاسما مغناطیسه پرداخته خواهد شد. نتایج عددی بدست آمده نشان می دهد که با افزایش چگالی یونهای دو بار یونیزه شده، سرعت و در نتیجه شعاع چرخش یونهای یکبار یونیزه شده در ناحیه غلاف پلاسما افزایش خواهد یافت. همچنین در تایید پیش بینی های تئوری نشان داده می شود که در ناحیه غلاف یک پلاسما مغناطیسه، به دلیل حضور میدان های الکتریکی و مغناطیسی مسیر حرکت ذره در یک صفحه نبوده بلکه مارپیچ خواهد بود که با افزایش چگالی یونهای دو بار یونیزه شده، شعاع این مسیر مارپیچ تغییر خواهد کرد.

روش کار :

همانطور که می دانیم همواره این امکان وجود دارد که در داخل یک پلاسما علاوه بر ذرات باردار اصلی (مثلا الکترون و یون یکبار یونیزه) ذرات باردار دیگری از جمله یونهای منفی، ذرات غبار و یا یونهای دوبار یونیزه شده هم وجود داشته باشد. بنابراین لازم است تاثیر حضور این ذرات ناخواسته بر خواص مختلف پلاسما از جمله سرعت و در نتیجه شعاع چرخش ذرات باردار اصلی بررسی شود تا از بروز حوادث پیش بینی نشده احتمالی جلوگیری شود. از آنجا که سرعت ذرات باردار در داخل پلاسما ($x < 0$) که راستای عمود بر دیواره یا کاتد است) در مقایسه با سرعت آنها در ناحیه غلاف ($x > 0$) بسیار ناچیز است لذا در این جا به بررسی تاثیر حضور یونهای دوبار یونیزه شده بر سرعت و شعاع چرخش یونهای یکبار یونیزه شده در یک پلاسما شبه خنثی متشکل از الکترون و یونهای مثبت یک و دو بار یونیزه شده پرداخته می شود. برای این منظور، فرض می کنیم که جرم این یونها با هم یکی باشد. همچنین فرض می کنیم یک میدان مغناطیسی ثابت با بزرگی B_0 طوری به این پلاسما اعمال شود که راستای این میدان در صفحه X-Z قرار گیرد و با راستای X زاویه α سازد. با فرض کوچک بودن سرعت ذرات باردار در مقایسه با سرعت نور (حرکت غیر نسبیتی ذرات باردار)، برای بدست آوردن تغییرات سرعت یونهای مثبت یکبار یونیزه در حضور یونهای مثبت دو بار یونیزه شده می توان از معادله های زیر که به معادله های سیالی پلاسما مشهورند استفاده کرد [۱، ۳]:

$$(\vec{v}_s \cdot \nabla) \vec{v}_s = \frac{-Z_s e}{m} \nabla \varphi + Z_s \vec{v}_s \times \vec{\omega}_{c_s}, \quad (1)$$

$$\nabla \cdot (n_s \vec{v}_s) = 0, \quad (2)$$

$$\nabla^2 \varphi = \frac{e}{\epsilon_0} \left(n_e - \sum_{s=1}^2 Z_s n_s \right), \quad (3)$$

که m ، \vec{V}_s ، n_s ، Z_s و ω_{cs} به ترتیب معرف جرم، سرعت، چگالی، تعداد بار (نسبت بار الکتریکی یون مثبت به بار الکتریکی الکترون e) و فرکانس سیکلوترونی یونهای مثبت، $n_e = n_{0e} \exp(\frac{e\phi}{T_e})$ چگالی الکترونها، T_e دمای الکترونها و ϕ پتانسیل الکتریکی هستند. همچنین در معادله های فوق، $s=1$ برای یونهای مثبت یکبار یونیزه و $s=2$ برای یونهای مثبت دو بار یونیزه استفاده شده است.

با استفاده از شرط شبه خنثایی پلاسما $(n_{0e} = \sum_{s=1}^2 n_{0s} = n_{01} + n_{02})$ که n_{0s} و n_{0e} به ترتیب چگالی یونهای مثبت و الکترونها در مرز ناحیه غلاف با پلاسما ($Z=0$) هستند و با در نظر گرفتن کمیت های بی بعد زیر $\xi = z/\lambda_{De}$ ، $\eta = -e\phi/T_e$ ، $u_s = V_s/V_c$ ، $N_s = n_s/n_{0s}$ ، $N_e = n_e/n_{0e}$ ، $\gamma = \sqrt{\epsilon_0/n_{0e}mB_0}$ که $V_c = \sqrt{T_e/m}$ و نیز با فرض آنکه تغییرات چگالی و سرعت یونها در راستای X بیشتر از دو راستای دیگر باشد می توان معادله های (۳)-(۱) را به شکل زیر نوشت:

$$u_{1x} \frac{\partial u_{1x}}{\partial \xi} = \frac{\partial \eta}{\partial \xi} + \gamma u_{1y} \sin \alpha, \quad (4)$$

$$u_{1x} \frac{\partial u_{1y}}{\partial \xi} = \gamma [-u_{1x} \sin \alpha + u_{1z} \cos \alpha], \quad (5)$$

$$u_{1x} \frac{\partial u_{1z}}{\partial \xi} = -\gamma u_{1y} \cos \alpha, \quad (6)$$

$$u_{2x} \frac{\partial u_{2x}}{\partial \xi} = 2 \frac{\partial \eta}{\partial \xi} + 2\gamma u_{2y} \sin \alpha, \quad (7)$$

$$u_{2x} \frac{\partial u_{2y}}{\partial \xi} = 2\gamma [-u_{2x} \sin \alpha + u_{2z} \cos \alpha], \quad (8)$$

$$u_{2x} \frac{\partial u_{2z}}{\partial \xi} = -2\gamma u_{2y} \cos \alpha, \quad (9)$$

$$N_e = \exp(-\eta), \quad (10)$$

$$N_1 u_{1x} = u_{01x} (1 - \sigma), \quad (11)$$

$$N_2 u_{2x} = \sigma u_{02x}, \quad (12)$$

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial \xi^2} = [N_1 + 2N_2 - N_e], \quad (13)$$

که u_{0x1} و u_{0x2} مولفه های X سرعت بهنجار شده یونهای مثبت یک و دو بار یونیزه شده در هنگام ورود به ناحیه غلاف (یا عدد ماخ این یونها) و $\sigma = n_{02}/n_{0e}$ کمیتی بی بعد برابر با نسبت چگالی یونهای مثبت دو بار یونیزه شده به چگالی الکترونها در مرز پلاسما-غلاف است که $\sigma \neq 0$ بیانگر حضور یونهای مثبت دو بار

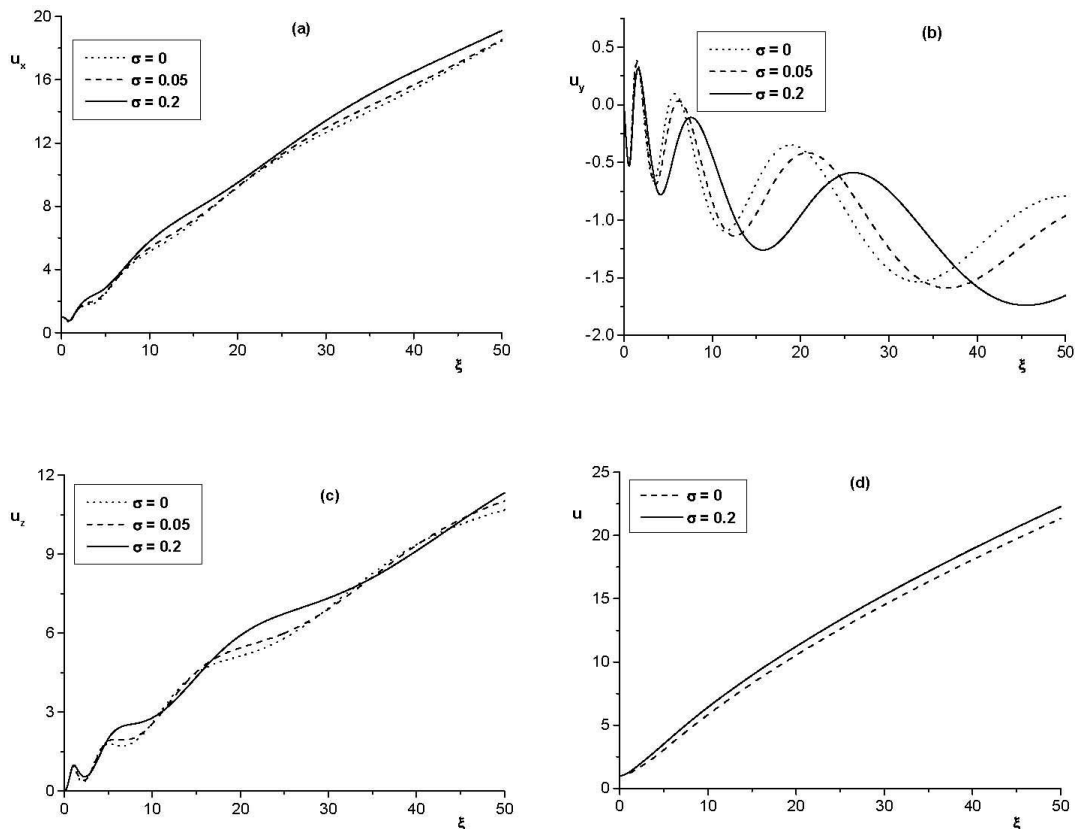
یونیزه در پلاسماست. همچنین با توجه به شرط شبه خنثایی پلاسمای و تعریف کمیت σ می توان دید

$$n_{01}/n_{0e} = 1 - \sigma$$

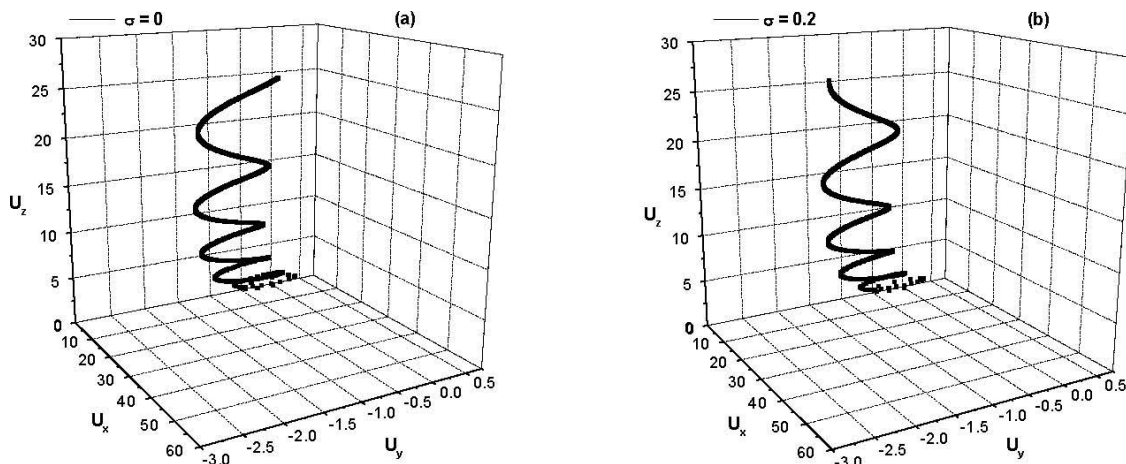
در این مقاله با توجه به معیار بوهلم [۳, ۵, ۹] و با توجه به اینکه یونهای مثبت هم جرم و سرد در نظر گرفته شده اند و نیز با فرض آنکه یونهای مثبت در راستای عمود بر دیواره (کاتد) وارد ناحیه غلاف شوند شرایط مرزی $u_{0x1} = u_{0x2} = 1$ ، $\eta_0 = \eta(\xi = 0) = 0$ و $(d\eta/d\xi)_{\xi=0} = 0.1$ برای حل عددی معادله های (۱۳) - (۱۴) در نظر گرفته می شود.

نتایج:

نتایج عددی به دست آمده از حل معادله های بی بعد فوق در شکل های (۱) - (۳) نشان داده شده است. در شکل های (۱a) - (۱d) تاثیر حضور یونهای مثبت دو بار یونیزه شده بر سرعت یونهای مثبت یک بار یونیزه شده به ازای $B_0 = 4T$ ، $\alpha = 30^\circ$ و مقادیر مختلف چگالی یونهای مثبت دو بار یونیزه شده (σ) به تفکیک هر یک از مولفه های سرعت و نیز بزرگی بردار سرعت (u) رسم شده است.



شکل (۱): منحنی تغییرات مولفه ها و بزرگی بردار سرعت یونهای مثبت یکبار یونیزه شده به ازای $B_0 = 4T$ ، $\alpha = 30^\circ$ و مقادیر مختلف چگالی یونهای مثبت دو بار یونیزه شده (σ).



شکل (۲): نمایش حرکت مارپیچ یونهای مثبت یکبار یونیزه شده در ناحیه غلاف به ازای $\alpha = 30^\circ$ ، $B_0 = 4T$ و مقادیر مختلف چگالی یونهای مثبت دو بار یونیزه شده (σ) در فضای سه بعدی سرعت.

همانطور که ملاحظه می شود با افزایش σ ، بزرگی هر یک از مولفه های بردار سرعت یونهای یکبار یونیزه شده و در نتیجه بزرگی بردار سرعت این یونها ($u = \sqrt{u_{1x}^2 + u_{1y}^2 + u_{1z}^2}$) افزایش می یابد. از طرفی با توجه به رابطه بین سرعت ذرات باردار واقع در میدان مغناطیسی و شعاع چرخش آنها (شعاع لارمور) می توان انتظار داشت که حضور یونهای مثبت دو بار یونیزه شده در یک پلاسما ($\sigma \neq 0$) باعث شود یونهای مثبت یکبار یونیزه شده روی شعاع های بزرگتری شروع به چرخش نمایند. در شکل های (۲a) و (۲b) سعی شده است این موضوع تا حدودی نشان داده شود. در این شکلها سرعت یونهای مثبت یکبار یونیزه شده به ازای $\alpha = 30^\circ$ ، $B_0 = 4T$ و مقادیر مختلف σ در فضای سه بعدی سرعت رسم شده است. همانطور که ملاحظه می شود در حضور یونهای دو بار یونیزه شده مثبت، شعاع مسیر حرکت یونهای یکبار یونیزه شده افزایش می یابد. همچنین بعلت آن که در ناحیه غلاف، ذرات باردار علاوه بر میدان مغناطیسی ثابت B_0 تحت تاثیر میدان الکتریکی هم قرار می گیرند بنابراین مسیر حرکت آنها در یک صفحه نبوده بلکه حرکتی مارپیچ گونه خواهند داشت که این واقعیت نیز در شکل های (۲a) و (۲b) قابل مشاهده است.

بحث و نتیجه گیری:

به کمک معادلات سیالی و معادله پواسون، حرکت یونهای مثبت موجود در یک پلاسمای شبه خنثی و مغناطیده شامل یون و الکترون مدل سازی شد. در این مدل سازی فرض شد علاوه بر یونهای مثبت یکبار یونیزه مقداری یونهای مثبت دو بار یونیزه شده با چگالی ناچیز در پلاسما وجود داشته باشد. نتایج عددی بدست آمده از مدل

ارایه نشان می دهد که حضور یونهای مثبت دو بار یونیزه شده بر حرکت یونهای یک بار یونیزه شده تاثیر دارد طوری که با افزایش چگالی این یونها، سرعت یونهای یکبار یونیزه شده و در نتیجه شعاع حرکت چرخشی آنها در میدان مغناطیسی اعمال شده به پلاسما افزایش می یابد. همچنین در تایید نتایج تئوری نشان داده شد که در ناحیه غلاف، مسیر حرکت ذرات باردار مارپیچ خواهد بود که علت آن حضور همزمان میدان های الکتریکی و مغناطیسی در ناحیه غلاف است.

مراجع :

- [۱] F. F. Chen, Introduction to Plasma Physics and controlled fusion, Plenum, New York, ۱۹۷۴.
[۲] J. Reece Roth, Industrial plasma engineering, IOP, Philadelphia, ۱۹۹۵.
[۳] M. A. Liebermann and A. J. Lichtenberg, Principles of plasma discharges and materials processing, Wiley, New York, ۱۹۹۴.
[۴] S. F. Masoudi, Strong dependency of ion acceleration on ion beam divergency in magnetized collisionless plasma sheath, J. Fusion Energ. ۲۹, ۲۷۵-۲۷۸, ۲۰۱۰.
[۵] M. M. Hatami, B. Shokri, and A. R. Niknam, Collisional effects in magnetized plasma sheath with two species of positive ions, J. Phys. D: Appl. Phys. ۴۲, ۰۲۵۲۰۴ (۶pp), ۲۰۰۹.
[۶] J.T. Scheuer, G.A Emmert, Sheath and presheath in a collisionless plasma with a Maxwellian source, Phys. Fluids ۳۱, ۳۶۴۵. ۱۹۸۸
[۷] A.H. Futch, G.F. Matthews, D. Buchenauer, D.N. Hill, R.A. Jong and G.D. Porter, Effects of neutral gas collisions on the power transmission factor at the divertor sheath, , J. Nucl. Mater. ۱۹۶-۱۹۸, ۸۶۰-۸۶۴, ۱۹۹۲.
[۸] M. Sharifian, Y. Sadeghi, A. Behjat, dynamic simulation of the plasma sheath in the presence of double ionized ions, Annual physics conference of Iran, Yazd, ۲۰۱۲.
[۹] B. Alterkop and R. L. Boxman, Sagdeev potential and sheath criterion for a multi-component Plasma, Contrib. Plasma Phys. ۴۶, No. ۱۰, ۸۲۶ - ۸۳۳, ۲۰۰۶.