

## بررسی اثرات پلاریزاسیون اسپین ذرات بر ناپایداریهای الکترومغناطیسی پلاسمای سوخت همجوشی

مهدوی، محمد\* - خانزاده، هنگامه

دانشگاه مازندران، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک هسته‌ای

### چکیده:

مطالعه ناپایداریهای الکترومغناطیسی فضای سرعت بواسطه نقش مؤثرشان در فرآیند انتقال ذرات پرنرژی به قلب سوخت متراکم، همواره از موضوعات مورد توجه پژوهشگران در زمینه محصورسازی اینرسی بوده است. از اینرو، در این مقاله بنا بر پیشنهادات ارائه شده مبتنی بر نقش مؤثر پلاریزه بودن اسپین سوخت در میزان بهره انرژی حاصل از همجوشی، اثرات ناشی از پلاریزه و غیر پلاریزه بودن اسپین ذرات بر ناپایداریهای الکترومغناطیسی مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج بدست آمده بیانگر کاهش چشمگیر مقادیر نرخ رشد در نتیجه پلاریزاسیون اسپین الکترونهای حاضر در سیستم و ظهور انواع جدیدی از ناپایداریها در نتیجه عدم جهت‌گیری اسپین ذرات با میدان مغناطیسی است.

**کلمات کلیدی:** ناپایداریهای الکترومغناطیسی، سوخت پلاریزه، اسپین ذرات

### مقدمه :

طرح اشتعال سریع و چگونگی فرآیند انتقال ذرات پرنرژی به قلب هدف متراکم، همواره یکی از موضوعات جالب و قابل تأمل پژوهشگران فعال در زمینه همجوشی به روش محصورسازی اینرسی بوده است. در میان عوامل و پارامترهای متفاوت، ظهور ناپایداریهای حاضر در فضای سرعت همانند نوع ویبل، رشته‌ای و دو جریانه، بواسطه تولید میدان‌های مغناطیسی قوی و در نتیجه آن، اثرات منفی و مؤثر در تعدیل انرژی باریکه ذرات پرنرژی و گرمایش غیر عادی در سیستم در زمینه هدایت مغناطیسی ذرات به قلب سوخت، از جایگاه ویژه‌ای برخوردارند. با مطرح ساختن انتخاب قرص سوخت بصورت یک پلاسمای سرد چگال کوانتومی در جهت کاهش هزینه‌های فشرده‌سازی سوخت، مطالعات بسیاری در جهت ارزیابی و بررسی اثرات کوانتومی حاضر در سیستم نظیر اثرات مرتبط با پاشندگی ذره بر روی میزان نرخ رشد و شرایط حاکم بر ظهور و رشد این گروه از امواج مورد ارائه قرار گرفته است [۱]، جائیکه شرایط ایجاب می‌کند طول موج مشخصه ذرات (طول موج دوپروی) قابل قیاس با طول مقیاس پلاσμα (فاصل بین ذره‌ای) باشد. این در حالیست که، با نزدیک شدن سیستم به فاز کلاسیک، به تدریج اثرات کوانتومی مورد بحث از میان رفته و تنها اثرات کوانتومی قابل توجه و حاضر در سیستم مرتبط با اسپین ذرات خواهند بود [۲ و ۳]. پس از پیشنهادات ارائه

شده مبنی بر استفاده از یک قرص پلاریزه اسپینی در همجوشی به روش محصورسازی مغناطیسی [۴]، مطالعات بسیاری بر پایه ایده استفاده از قرص‌های دوتریوم - تریتیوم پلاریزه اسپینی به مرحله اجرا در آمده است [۵] جاییکه، پلاریزه بودن قرص سوخت می‌تواند با کاهش شرایط اشتعال نظیر کاهش دما و انرژی محرک مورد نیاز و افزایش سطح مقطع واکنش‌های همجوشی، افزایش ۵۰ درصدی در میزان بهره انرژی قابل دسترس را به همراه داشته باشد. از اینرو، در این مقاله سعی شده است ضمن معرفی مدل و شرایط حاکم بر سیستم محاسباتی، تأثیرات ناشی از پلاریزه و غیر پلاریزه بودن اسپین ذرات بر میزان نرخ رشد ناپایداریهای الکترومغناطیسی؛ ناشی از ظهور ناهمسانگردی دمایی (فضای سرعت) در پلاسمای سوخت؛ بعنوان یکی از موانع مؤثر در دستیابی به بهره انرژی قابل قبول حاصل از همجوشی مورد بررسی و مطالعه قرار گیرد.

## مدل پایه:

در مسیر حرکت باریکه ذرات پرنرژی ( الکترونهاي نسبیتی) از پلاسمای هاله سوخت به پلاسمای چگال سرد تا مرکز قرص سوخت، تغییر حالت سیستم بصورت تبهگن، کلاسیک و نسبیتی معرفی خواهد شد بطوریکه در فاز کوانتومی، ناهمسانگردی دمایی حاضر در سیستم (ناهمسانگردی دمایی الکترون) می‌تواند بواسطه باریکه‌های لیزر پرشدت و یا از طریق جذب‌های رزونانسی به مانند نمونه‌های کلاسیک در برهم‌کنش پلاسمای لیزر به وقوع بپیوندد. تئوری ارائه شده؛ به منظور توصیف رفتار حالت کوانتومی ذرات باردار در امواج الکترونی پلاسمای، در سیستم‌های کوانتومی، بر مبنای توصیف ویگنر و با محوریت اصل عدم قطعیت و غیر جایگزیده بودن توابع توزیع حاکم بر ذرات، به منظور پوشش اثراتی همچون فشار فرمی و تونل زنی‌های کوانتومی مرتبط با اثرات پاشندگی ذرات قرار دارد. این در حالیست که بنا بر مطالعات انجام شده؛ با نزدیک شدن به فاز کلاسیک، اثرات مرتبط با پاشندگی ذره ناپدید خواهند شد آنچنانکه، تنها اثرات کوانتومی مؤثر می‌توانند ناشی از اثرات اسپین ذرات در سیستم باشند. از اینرو، استفاده از فرمالیسم ویگنر به مانند قبل و بدون اعمال تصحیحات ناشی از وارد نمودن اثرات اسپین و برآورد شرایط عنوان شده، قابل قبول نخواهند بود. روشها و متدهای مختلفی؛ مبتنی بر طبقه‌بندی خصوصیات اسپین، به منظور وارد نمودن اثرات ناشی از اسپین در تئوری جنبشی مورد ارائه قرار گرفته است که از جمله آنها می‌توان به تئوری تابع ویگنر - Q بعنوان پوشش دهنده خصوصیات تماماً کوانتومی اسپین (شامل پلاریزاسیون و شکافتگی حالت‌های انرژی) و نیز تئوری شبه و لاسو بعنوان معرف خصوصیات نیمه کلاسیک اسپین (در بر دارنده اثرات ناشی از نیروی دو قطبی مغناطیسی) اشاره نمود [۲ و ۳]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla_x f + \left\{ \frac{q_e}{m_e} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) + \frac{\mu_e}{m_e} \nabla_x (\hat{s} \cdot \vec{B} + \vec{B} \cdot \vec{\nabla}_s) \right\} \cdot \nabla_v f + \frac{\gamma \mu_e}{\hbar} (\hat{s} \times \vec{B}) \cdot \vec{\nabla}_s f = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla_x f + \left[ \frac{q}{m} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) + \frac{\gamma \mu}{m \hbar} \nabla_x (\hat{s} \cdot \vec{B}) \right] \cdot \nabla_v f + \frac{\gamma \mu}{\hbar} (\hat{s} \times \vec{B}) \cdot \nabla_s f = 0 \quad (2)$$

معادله (۱) و (۲) به ترتیب بر مبنای تئوری تابع ویگنر - Q و شبه و لاسو با اعمال شرط طول موج‌های دوبروی کوچک، در قیاس با فواصل بین ذره‌ای قرار دارند بگونه‌ای که، اثرات ناشی از اسپین در قیاس با نمونه‌های حاکم در شرایط حدی مرسوم مخالف، سهم بزرگتری را در مقایسه با سایر اثرات کوانتومی به خود اختصاص می‌دهند. در این روابط، کمیت‌های  $q_e$ ،  $m_e$  و  $\mu_e = \frac{ge\hbar}{m_e}$  به ترتیب بیانگر بار، جرم و گشتاور مغناطیسی ذاتی الکترون با فاکتور اسپینی g و ثابت پلانک  $2\pi\hbar$  هستند. کمیت  $\hat{S}$  اپراتور بردار واحد و هر یک از عبارات اسپینی  $\hat{S}$  و  $\hat{S} \times \vec{B}$  به ترتیب معرف نیروی دو قطبی مغناطیسی و حرکت تقدیمی اسپین خواهند بود در حالیکه،  $\vec{B} \cdot \nabla_{\vec{S}}$  یک اثر تماماً کوانتومی و مرتبط با پاشندگی توزیع احتمال اسپینی است. روابط ارائه شده تنها در بر دارنده سهم اثرات اسپین الکترونیهای حاضر در سیستم خواهند بود بگونه‌ای که، از اثرات اسپین یونها بواسطه جرم بزرگتر و ممان مغناطیسی کوچکتر در قیاس با نمونه‌های الکترونی صرف نظر شده است. از اینرو، تابع معرف تابع توزیع الکترونیهای حاضر در سیستم و بصورت مجموعی از توابع توزیع احتمالی و تعادلی گونه‌های الکترونی است آنچنانکه، تابع توزیع احتمالی  $f_1$  همانند سایر کمیت‌های احتمالی بر پایه هارمونیک‌های کروی و بصورت بسطی از توابع ویژه در اپراتورهای راستگرد قابل معرفی است:

$$f_1 = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sum_{a=-\infty}^{+\infty} \sum_{b=-\infty}^{+\infty} \sum_{l=-\infty}^{+\infty} g_{ab}(v_L, v_Z, \theta_S) \exp(i(l-a)\varphi_V) \exp(-ib\varphi_S) \exp[i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)] \quad (3)$$

در اینجا مختصات الکترونها در فضای سرعت با سه درجه آزادی به کمک مختصات استوانه‌ای و دو درجه آزادی در فضای اسپینی به کمک مختصات دایره‌ای معرفی شده‌اند. شاخص عمود  $l$ ، توصیف کننده راستای عمود با میدان مغناطیسی زمینه است.

تابع توزیع تعادلی در فاز تماماً کوانتومی؛ با فرض غیر قابل قیاس بودن انرژی زیمان ذرات الکترونی در مقابل انرژی حرارتی‌شان، در بر دارنده آثار شناخته شده فرمی دیراک و توزیعات احتمال ناشی از شکافتگی اسپین الکترونها است در حالیکه، با نسبت دادن خصوصیات نیمه کلاسیک به اسپین و صرف نظر از هرگونه جهت-گیری خاص اسپین الکترونها با میدان مغناطیسی زمینه، شکافتگی حالت‌های انرژی قابل چشم‌پوشی است. بر این اساس، بواسطه در اختیار داشتن پتانسیل شیمیایی بزرگ منفی (منطبق با شرایط ذکر شده در مقدمه)، برای هر یک از نمونه‌های پلاریزه و غیر پلاریزه اسپینی به ترتیب خواهیم داشت:

$$f_0 = \sum_{\vartheta=+,-} \left( \frac{1}{\sqrt{\pi}} (1 + \vartheta \cos(\theta_S)) n_0 (m_e / \sqrt{2} \pi k_B T_{\perp}^{\vartheta} T_Z^{\vartheta})^{\vartheta} \exp(-m_e (\frac{v_{\perp}^{\vartheta}}{\sqrt{2} T_{\perp}} + \frac{v_Z^{\vartheta}}{T_Z})) \right) \times (\exp(\vartheta \frac{\mu_e B_0}{k_B T_{sp}}) / (\exp(\frac{\mu_e B_0}{k_B T_{sp}}) + \exp(-\frac{\mu_e B_0}{k_B T_{sp}}))) \quad (4)$$

$$f_0 = \frac{n_0 \frac{|\mu_e| B_0}{K_B T_Z}}{\varepsilon \pi T_{\perp} T_Z^{\vartheta/2} \sinh(\frac{|\mu_e| B_0}{K_B T_Z})} \left( \frac{m_e}{\sqrt{2} K_B} \right)^{\vartheta/2} \exp\left(\frac{|\mu_e| B_0 \cos \theta_S}{K_B T_Z}\right) \exp\left(-\frac{m_e v_{\perp}^{\vartheta}}{\sqrt{2} K_B T_{\perp}} - \frac{m_e v_Z^{\vartheta}}{\sqrt{2} K_B T_Z}\right) \quad (5)$$

جریان‌های حاضر در سیستم در هر یک از دو نمونه مورد بحث، ترکیبی از جریان آزاد و جریان مغناطش الکترونها خواهد بود بطوریکه در نمونه کوانتومی سهم مغناطیسی جریان بواسطه در اختیار داشتن تعداد حالت‌های خاص کوانتومی، متفاوت از نمونه نیمه کلاسیک است. در نتیجه این امر، ضمن ترکیب معادلات (۱) و (۲) با معادلات ماکسول و پس از آن، خطی سازی قانون آمپر با تکیه بر حضور میدان مغناطیسی زمینه همسو با محور z دستگاه مختصات کارتیزین و نیز محدود ساختن امواج ناپایدار به مدهایی با میدانهای الکتریکی اختلالی پلاریزه در راستای محور y و در حال انتشار همراستا با میدان مغناطیسی زمینه، روابط پاشندگی حاکم بر مدهای ناپایدار به ترتیب در نمونه پلاریزه و غیر پلاریزه (نیمه کلاسیک) اسپینی بصورت زیر قابل محاسبه است:

$$\begin{aligned} \omega^2 - c^2 k^2 + (g^2 \hbar^2 k^2 / 2 m_e k_B T_z) \omega_p^2 (\gamma + \xi_1 Z(\xi_1)) + (\sqrt{2 m_e k_B T_z} / \hbar k) \tanh\left(\frac{\mu_e B_0}{k_B T_{sp}}\right) Z(\xi_1) \\ + \xi_2 Z(\xi_2) - (\sqrt{2 m_e k_B T_z} / \hbar k) \tanh\left(\frac{\mu_e B_0}{k_B T_{sp}}\right) Z(\xi_2) - \epsilon \omega_p^2 \\ + 2(\omega_p^2 \omega_c \sqrt{m_e} / \sqrt{2 k_B T_z k}) (Z(\xi_2) - Z(\xi_4)) + \omega_p^2 \frac{T_{\perp}}{T_z} (1 + \frac{1}{\gamma} \xi_2 Z(\xi_2) \\ + \frac{1}{\gamma} \xi_4 Z(\xi_4)) \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \omega^2 - c^2 k^2 + \frac{g^2 \hbar^2 k^2}{2 m_e \alpha^2 K_B T_z} \omega_p^2 \left[ 1 + \frac{\xi_1}{2} Z(\xi_1) + \frac{\xi_2}{2} Z(\xi_2) \right] - \frac{g^2 \hbar^2 k^2}{2 m_e \alpha^2 K_B T_z} \omega_p^2 \left[ 1 + \frac{\xi_1}{2} Z(\xi_1) + \frac{\xi_2}{2} Z(\xi_2) \right] \\ + \frac{g^2 \hbar k}{\sqrt{2 m_e K_B T_z}} \frac{\cosh \alpha}{\alpha} \omega_p^2 [Z(\xi_1) - Z(\xi_2)] + \frac{g^2 \hbar k}{\sqrt{2 m_e K_B T_z}} \frac{\sinh \alpha}{\alpha} \omega_p^2 [Z(\xi_2) - Z(\xi_1)] \\ + \sqrt{\frac{m_e}{2 K_B T_z}} \frac{\omega_c \sinh \alpha}{k \alpha} \omega_p^2 [Z(\xi_4) - Z(\xi_2)] + \frac{T_{\perp}}{T_z} \frac{\sinh \alpha}{\alpha} \omega_p^2 \left[ 1 - 2 \frac{T_z}{T_{\perp}} + \frac{\xi_4}{2} Z(\xi_4) + \frac{\xi_2}{2} Z(\xi_2) \right] = 0 \end{aligned} \quad (7)$$

تابع  $Z(M) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-x^2}}{x-M} dx$  تابع پاشندگی معروف پلاسما با آرگومان‌های  $\xi_{1,2} = \frac{(\omega \mp \omega_{cg}) \sqrt{m_e / 2 k_B T_z}}{k}$  و  $\xi_{3,4} = \frac{(\omega \pm \omega_c) \sqrt{m_e / 2 k_B T_z}}{k}$  در این رابطه  $\omega_{cg}$  و  $\omega_{ce}$  به ترتیب معرف فرکانس حرکت تقدیمی اسپین و

فرکانس سیکلوترونی الکترونها در میدان مغناطیسی زمینه خواهد بود و  $\alpha = \frac{\sqrt{m_e}}{\sqrt{2 k_B T_z}} v_z$  و  $\frac{\mu_e B_0}{K_B T_z}$  و  $T_{sp}$  توصیف کننده دما در فضای اسپینی است بگونه‌ای که اگر برابر با دمای جنبشی ذرات نباشد می‌تواند معرف بروز ناپایداریهای اسپینی در فضای پلاسما باشد.

امواج ناپایدار مد نظر در یک سیستم تماماً کلاسیک، فاقد حضور هر گونه میدان مغناطیسی، بصورت یک مد تماماً در حال رشد و غیر رزونانسی شناخته می‌شود که همین مسئله ایجاب می‌کند آرگومان‌های پلاسما

بصورت مقادیر بسیار بزرگتر و یا کوچکتر از مقدار واحد در نظر گرفته شوند بطوریکه، هر یک از حدود ذکر شده می‌توانند نتایج متفاوتی را به همراه داشته باشند. در حد آرگومان‌های بزرگ، نتایج حاصل از روابط پاشندگی قادر به توصیف میزان نرخ رشد نخواهند بود، در حالیکه در حد آرگومان‌های کوچک، با بکار گیری تصحیحات تابع پاشندگی پلاسما بصورت  $Z(M) = -\gamma M + \dots + i\sqrt{\pi}e^{-M^2}$  خواهیم داشت:

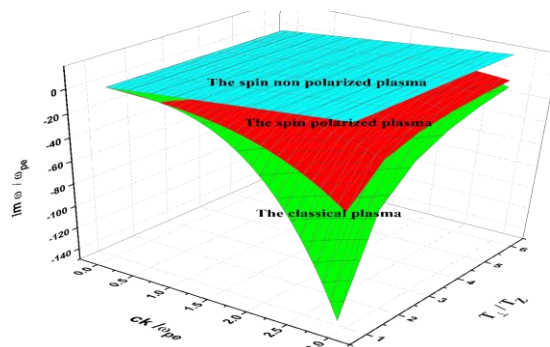
$$\text{Im } \omega = \sqrt{\frac{\gamma k_B T_z}{\pi m_e}} k \left\{ 1 - \frac{\gamma T_z}{T_{\perp}} \left( 1 + \left( \frac{c^{\gamma} k^{\gamma}}{\gamma \omega_p^{\gamma}} \right) \right) + \frac{g^{\gamma} \hbar^{\gamma} k^{\gamma}}{\gamma^{\gamma} m_e K_B T_{\perp}} \left\{ 1 + \frac{\gamma m_e}{\hbar k^{\gamma}} \omega_{cg} \tanh\left( \frac{\mu_e B_0}{k_B T_{sp}} \right) \right\} \left[ 1 + \frac{g^{\gamma} \hbar^{\gamma} k^{\gamma}}{\gamma^{\gamma} m_e K_B T_{\perp}} \right]^{-1} \right\} \times \left[ 1 - \frac{\gamma \left( \frac{c^{\gamma} k^{\gamma}}{1 + \frac{\omega_p^{\gamma}}{\gamma}} \right)}{\frac{T_{\perp}}{T_z}} + \frac{g^{\gamma} \hbar^{\gamma} k^{\gamma}}{\gamma^{\gamma} m_e K_B T_{\perp}} \left[ \frac{\coth \alpha}{\alpha} - \frac{1}{\alpha^{\gamma}} \right] + \frac{g^{\gamma} \hbar}{\gamma K_B T_{\perp}} \alpha \omega_{cg} \left[ \frac{\coth \alpha}{\alpha} - \frac{1}{\alpha^{\gamma}} \right] \right] \times \left[ 1 + \frac{g^{\gamma} \hbar^{\gamma} k^{\gamma}}{\gamma^{\gamma} m_e K_B T_{\perp}} \left( \frac{\coth \alpha}{\alpha} - \frac{1}{\alpha^{\gamma}} \right) \right]^{-1} \quad (9)$$

آنچنانکه مدهای ناپایدار در هر دو نمونه مورد بحث فاقد نوسانات در زمان ( $\omega_r = 0$ ) و در غیاب اثرات اسپین، روابط حاکم بر نرخ رشد در تشابه با نتایج بدست آمده از نمونه‌های تماماً کلاسیک خواهد بود [۶].

## بحث و نتیجه گیری :

با توجه به اثرات شناخته شده اسپین ذرات و نیز نقش مؤثر و مخرب ناپایداریهای الکترومغناطیسی حاضر در فضای سرعت بر میزان بهره انرژی و فرآیند انتقال ذرات پرنرژی در فرآیند محصورسازی اینرسی، در این مقاله سعی شده است از منظری کاملاً تحلیلی ضمن معرفی مدل محاسباتی و شرایط حاکم بر آن، اثرات ناشی از پلاریزاسیون و جهت‌گیری اسپین ذرات بر مقادیر نرخ رشد این گروه از ناپایداریها مورد بررسی و مطالعه قرار گیرد. تصویر سازی‌های انجام شده بر مبنای روابط حاکم بر نرخ رشد، شکل (۱)، بیانگر تأثیرات بسزای پلاریزه بودن اسپین الکترونها در حد انرژی‌های حرارتی بسیار بزرگتر از انرژی میدان مغناطیسی است. نتایج حاصل نشان می‌دهند، پلاریزاسیون اسپین الکترونها و شکافتگی حالت‌های انرژی این گروه از ذرات در قیاس با یک نمونه تماماً کلاسیک موجب کاهش چشمگیری در میزان نرخ رشد ناپایداریها خواهد شد این در حالیست که حضور اثرات اسپین در غیاب هر گونه جهت‌گیری ویژه اسپین با میدان مغناطیسی زمینه؛ بر خلاف نمونه‌های پلاریزه، افزایش بالقوه ای در مقادیر نرخ رشد را به همراه خواهد داشت. در حقیقت،

جهت‌گیری اسپین ذرات با میدان مغناطیسی زمینه در کنار حرکت سیکلوترونی الکترونها مابین خطوط میدان مغناطیسی، موجب افزایش میزان حضور ذرات در تله‌های مغناطیسی و به موجب آن افزایش رسوب انرژی در نتیجه برخوردهای مؤثر میان ذرات و کاهش انرژی آزاد در سیستم و در نتیجه، حرکت امواج ناپایدار در جهت رسیدن به یک حالت پایدار و میرا خواهد شد بطوریکه لازمه حضور ناپایداری در سیستم افزایش میزان کسر ناهمسانگردی دمایی و کاهش اختلاف میان سطوح انرژی جمعیت‌های با اسپین بالا و پایین خواهد بود. این در حالیست که، در نمونه غیر پلاریزه، عدم جهت‌گیری خاص و معین ممان مغناطیسی گونه‌های الکترونی با میدان مغناطیسی زمینه، خود به نوعی تشدید کننده میزان انرژی آزاد در سیستم است آنچنانکه با حذف ناهمسانگردی دمایی، مدهای ناپایدار کماکان قادر به ادامه حیات و رشد در سیستم خواهند بود بگونه‌ای که رشد ناپایداری از فاز غیرخطی و میرایی در طول زمان خارج خواهد شد. در حقیقت انتظار می‌رود در چنین شرایطی، عدم پلاریزه بودن اسپین به نوعی پوشش دهنده و محدود کننده حرکت سیکلوترونی الکترونها باشد بطوریکه زمینه خروج ذرات از تله‌های مغناطیسی و ظهور گونه‌های جدیدی از مدهای ناپایدار فراهم خواهد شد.



شکل (۱): منحنی تغییرات نرخ رشد نرمالیزه بر حسب  $\frac{ck}{\omega_p}$  به ازای مقادیر متفاوتی از کسر ناهمسانگردی دمایی در پلاسماهای تماماً کلاسیک، غیر پلاریزه و پلاریزه اسپینی.

## مراجع :

- [1] M. Mahdavi and F. Khodadadi Azadboni, The effect of degeneracy parameter on Weibel instability in dense plasma, *Physics of Plasmas*, 20, 12, 122708, 2013.
- [2] G. Brodin, M. Marklund, J. Zamanian, A. Ericsson and P. L. Mana, Effects of the g-factor in semi-classical kinetic plasma theory, *Physical Review Letters*, 101, 24, 245002, 2008.
- [3] J. Lundin and G. Brodin, Linearized kinetic theory of spin-1/2 particles in magnetized plasmas, *Physical Review E*, 82, 5, 056407, 2010.
- [4] R. Kulsrud, H. Furth, E. Valeo, M. Goldhaber, Fusion reactor plasmas with polarized nuclei, *Physical Review Letters*, 49, 1248, 1982.
- [5] M. Temporal, V. Brandon, B. Canaud, J.P. Didelez, R. Fedosejevs and R. Ramis, Ignition conditions for inertial confinement fusion targets with a nuclear spin-polarized DT fuel, *Nuclear Fusion* 52, 10, 103011, 2012.



# بیست و سومین کنفرانس هسته‌ای ایران



۱۵ و ۴ اسفندماه ۱۳۹۵، دانشگاه آزاد اسلامی واحد علوم و تحقیقات

[6] M. Mahdavi and H. Khanzadeh, Collisional effect on the Weibel instability with the bi-Maxwellian distribution function, *Physics of Plasmas*, 20, 5, 052114, 2013.