نشریه علمی سازمان انرژی اتمی ایران
شماره ۱۰، صفحات ۶۵-۵۷ (۱۳۶۹)
چاپ ایران

اثر وشکسانی و هدایت حرارتی پلاسما در میرائی امواج MHD

محمود صالحی و صمد خاکشورنیا

دانشکده مهندسی مکانیک
بخش مهندسی هسته‌ای
دانشگاه صنعتی شریف
تهران، جمهوری اسلامی ایران

چکیده

با استفاده از معادلات MHD، نقش ضرائب وشکسانی (ویسکوزیته) و هدایت حرارتی پلاسما درمیرائی امواج MHD بطور کلی ارائه می‌گردد و با استفاده از روش اختلال، معادلات MHD برای پلاسمای استوانه‌ای شکل و طویل حل می‌گردد. سپس با اعمال شرائط مرزی موجود یک رابطه پاشندگی برای امواج MHD که در امتداد ستون پلاسما منتشر می‌گردد بدست می‌آید. در انتها ضریب میرائی امواج MHD بطور تقریبی تعیین شده است.

مقدمه

وجود وشکسانی و هدایت حرارتی پلاسما موجب میرائی امواج (magnetohydrodynamic) در حین انتشار آنها در پلاسما می‌گردد. در این مقاله کوشش شده است با استفاده از معادلات MHD نقش ضرائب وشکسانی و هدایت حرارتی پلاسما در میرائی امواج MHD بطور کمی ارائه گردد (۱). برای این منظور با بکار بردن روش اختلال معادلات MHD را برای پلاسمای استوانه‌ای شکل و طویل حل نموده و سپس با اعمال شرائط مرزی موجود یک رابطه پاشندگی برای امواج MHD که در امتداد ستون پلاسما منتشر می‌گردد بدست آورده و با استفاده از آن بطور تقریبی ضریب میرائی امواج MHD تعیین گردیده است. نتایج حاصله نشان می‌دهد که ضریب میرائی امواج با مجذور فرکانس افزایش می‌یابد. همچنین تاثیر ضرائب وشکسانی و هدایت حرارتی پلاسما بر میرائی امواج در امتدادهای مختلف، متفاوت است (۲).

تئوری

هرگاه فرکانس نوسانات ایجاد شده در پلاسما نسبت به فرکانس متوسط برخورد بین ذرات باردار کوچک باشد، الکترونها و یونها همواره خنثائی الکتریکی را بطور موضعی حفظ نموده و بعلت کوچکی پویش متوسط آزاد ذرات، از جدایش بار جلوگیری می‌نمایند. به منظور مطالعه چنین نوساناتیکه امواج MHD نامیده می‌شوند. مجموعا " معادلات MHD که تحت آن پلاسما به عنوان یک سیال منفرد با دانسیته جرمی $\rho(\vec{r}, t)$، سرعت $\vec{V}(\vec{r}, t)$ و درجه حرارت $T(\vec{r}, t)$ رفتار می‌شود بکار می‌رود (۴ و ۳).

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla}\cdot(\rho \vec{v}) = 0 \qquad (1)$$

$$\rho\left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v}.\vec{\nabla})\vec{v}\right) = -\vec{\nabla}P - \frac{1}{4\pi}\vec{B}\times(\vec{\nabla}\times\vec{B}) + \eta\nabla^2\vec{v} + \frac{1}{3}\eta\vec{\nabla}(\vec{\nabla}.\vec{v}) \tag{2}$$

$$\rho c_v\left(\frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{v}.\vec{\nabla})T\right) = -P\vec{\nabla}.\vec{v} + \sum_{i,j}\Pi_{ij}\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \vec{\nabla}.(K\vec{\nabla}T) \tag{3}$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla}\times(\vec{v}\times\vec{B}) \tag{4}$$

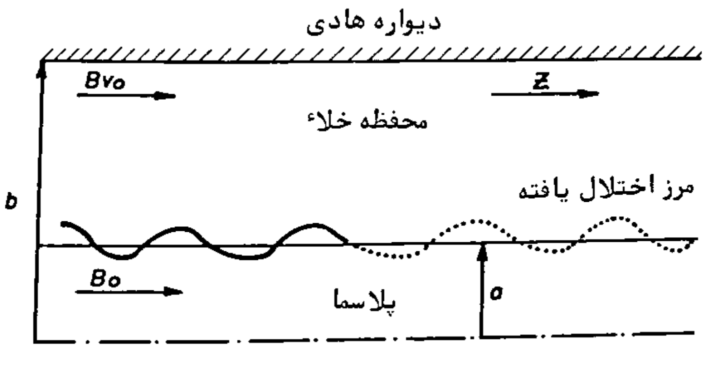
بطوریکه P فشار پلاسما ، $\vec{E}$ میـدان الکتـریکـی ، $\vec{B}$ میدان مغناطیسی، C_V گرمای ویژه حجم ثابت پلاسما ، Π_{ij} تانسور تنش وشکسانی و η و K به ترتیب ضرائب ویسکوزیته و هدایت حرارتی پلاسمـا هستند . بـــه معادلات فوق یک رابطه دیگر موسوم بـــه معـادلـــه حالت اضافه میگردد . برای توزیع ماکسول بولتزمن ذرات پلاسما ، معادله حالت بصورت زیر است :

$$P = \rho RT \tag{5}$$

که در آن T و R ثابت گازهاست .

برای بررسی میرائـــی امـــواج MHD در حضـــور وشکسانی و هدایت حرارتی پلاسما ، ستونی طویل از پلاسما را که تحت میـــدان مغنـــاطیسی محـــوری و یکنواخت B_o در تعادل استاتیک قرار دارد ، مطابق شکل زیر در نظر گرفته شـــده است . در این حـالت دانسیته پلاسما ρ_o و دردرجه حرارت آن T_o است .

در این شکل ، a شعاع تعادلی پلاسما ، b فاصلـه دیـــواره هـــادی تـــا محـــور و B_{V_o} و B_o بـــه ترتیب میدانهای مغناطیسی تعـــادلـــی در محفظـــه خلاء و پلاسما میباشند . با تغییر میدان مغناطیسی سیستم از حالت تعـــادلـی خـــارج شـــده و مـــرز تعادل بین پلاسما و خلاء تغییر میکند . در صـــورتیکـــه دامنـــه کمیت های اختلال یافته کوچک باشد با صرفنظر کردن از توانهای دوم به بالای دامنه میتـــوان معـــادلات MHD را با روش خطـــی کـــردن نسبت بـــه دامنـــه اختلالات حل نمود . برای این منظـــور کمیت هـــای



شکل ۱ــ پلاسمای محصور شده توسط میدان مغناطیسی محوری .

متغیر پس از اختلال را بصورت زیر می‌نویسیم :

$$\vec{B}_{\upsilon}=\vec{B}_{\upsilon 0}+\vec{B}_{1\upsilon}(r,z,t)$$
$$\vec{B}=\vec{B}_0+\vec{B}_1\ (r,z,t)$$
$$\rho=\rho_0+\rho_1\ (r,z,t) \qquad (6)$$
$$T=T_0+T_1(r,z,t)$$
$$V_z=V_{z0}+V_{1z}(z,t) \qquad V_{z0}=0$$
$$r=r_0+r_1(r,z,t) \qquad 0<r_0<a$$

بطوریکه جملات اول ، کمیت تعـادلـی و جملات دوم کمیت اختلال یافته را با تقارن محوری مشخص می‌کند . همچنین V_z مولفه سرعت پلاسما در جهت محوری z و r_0 فاصله شعاعی المان پلاسما در حالت تعادل و r_1 جابجائی آن از حالت تعادل در لحظه t می‌باشد . حال با توجه بـه وضع هندسـی سیستم مورد نظر ، فرض می‌کنیم کمیت‌هـای اختلال بصورت زیر نوسان کند :

(ω فرکانس و K' عدد موج نوسانات است)

$$\vec{B}_1=\vec{B}_1(r)e^{iK'z-i\omega t}$$
$$\vec{B}_{1\upsilon}=\vec{B}_{1\upsilon}(r)e^{iK'z-i\omega t}$$
$$\rho_1=\rho_1(r)e^{iK'z-i\omega t} \qquad (7)$$
$$T_1=T_1(r)e^{iK'z-i\omega t}$$
$$V_{1z}=V_{1z}e^{iK'z-i\omega t}$$
$$r_1=r_1(r)e^{iK'z-i\omega t}$$

سپس اگـر بـا روش فوق معـادلات MHD در مختصات استوانه‌ای را با در نظر گرفتن تقارن محوری ($\frac{\partial}{\partial\theta}=0$) تحلیل کنیم ، نتیجه برای معادلات پیوستگی ، مولفه Z مومنتوم و انرژی بر حسب کمیت‌های بدون بعد بـه ترتیب زیر خواهد شد .

$$\left(\frac{\rho_1}{\rho_0}\right)=-\left(\frac{r_1}{r}\right)-\left(\frac{\partial r_1}{\partial r}\right)+\left(\frac{k'}{\omega}\right)V_{1z}$$

$$(8)$$

$$\left(\frac{\omega^2}{k'^2RT_0}+\frac{i\eta_{\parallel}^{i}\,\omega}{R\rho_0T_0}\right)\left(\frac{k'}{\omega}\right)V_{1z}=$$

$$\left(\frac{T_1}{T_0}\right)+\left(1-\frac{i\eta_{\parallel}^{i}\,\omega}{3R\rho_0T_0}\right)\left(\frac{\rho_1}{\rho_0}\right)$$

$$(9)$$

$$\left(\frac{Cv}{R}+\frac{ik'^2K_{\parallel}^{e}}{R\omega\rho_0}\right)\left(\frac{T_1}{T_0}\right)=\left(\frac{\rho_1}{\rho_0}\right)$$

$$+\left(\frac{iK_{\perp}^{i}}{R\rho_0T_0\omega}\right)\left(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial T_1}{\partial r}\right)\right)$$

$$(10)$$

بطوریکه η_{II}^{i} و K_{II}^{e} به ترتیب وشکسانـی یـون و هدایت حرارتی الکترون در امتداد میدان مغناطیسی و $K_{\perp}^{i}$ ضریب هدایت حرارتی یون در امتداد عمود بر میدان است .

روابط فوق ، کمیت‌های اختلال یافته ρ_1 و T_1 را بر حسب شعاع اختلال یافته r_1 و مشتقات آن نسبت به r نشان می‌دهد . برای تعیین چگونگی تغییـرات r_1 بر حسب r ، مولفه r معادله مومنتوم را در مختصات استوانه‌ای نوشته و با استفاده از روش اختلال و خطی کردن نسبت به کمیت‌های اختلال ، آنرا بصورت زیـر در می‌آوریم :

$$-\rho_0\omega^2r_1=-R\rho_0\frac{\partial T_1}{\partial r}-RT_0\frac{\partial\rho_1}{\partial r}$$
$$-i\omega\eta_{\perp}^{i}\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial r_1}{\partial r}\right)+i\omega\eta_{\perp}^{i}k'^2r_1$$
$$+i\omega\eta_{\perp}^{i}\frac{r_1}{r^2}+\frac{i\omega\eta_{\perp}^{i}}{3\rho_0}\frac{\partial\rho_1}{\partial r}$$
$$+\frac{1}{4\pi}B_0\left(\frac{\partial B_{1r}}{\partial z}-\frac{\partial B_{1z}}{\partial r}\right)$$

($\eta_{\perp}^{1}$ وشکسانی یون در امتـداد عمـود بـر میدان مغناطیسی است) .

با مشتق‌گیری از طرفین روابط ۸ و ۹ برحسب r ، عبارات $\frac{\partial T_1}{\partial r}$ و $\frac{\partial \rho_1}{\partial r}$ را می‌تـوان بـرحسب r_1 و مشتقات آن نوشت . همچنین با توجه به معادله ۴ و بکار بردن روش اختلال برای آن عبارات $\frac{\partial B_{1z}}{\partial r}$ و $\frac{\partial B_{1r}}{\partial z}$ بر حسب r_1 و مشتقات آن قـابـل حصـول هستند . به‌این ترتیب معادله بالا (مولفه r مومنتوم) بصورت یک معادله برای r_1 بر حسب r خواهد شد :

$$\frac{d^2 r_1}{dr^2}+\frac{1}{r}\frac{dr_1}{dr}-\left(\lambda^2+\frac{1}{r^2}\right)r_1=0 \qquad (11)$$

بطوریکه پارامتر λ این چنین تعریف می‌شود :

$$\lambda^2=\frac{-\rho_0\omega^2+k'^2(B_0^2/4\pi-i\omega\eta_{\perp}^{1})}{B_0^2/4\pi \quad +1/3\, i\omega(\eta_{\parallel}^{1}-4\eta_{\perp}^{1})}$$

معادله ۱۱ ، معادله تعمیم یافته بسل و جوابهای آن توابع تعمیم یافته بسل از نوع اول و دوم هستند :

$$r_1= C_1 I_1(\lambda r)+C_2\, K_1(\lambda r) \qquad (12)$$

از طرف دیگر در ناحیه خلاء ($\vec{J}=0$) قانون آمپـر در MHD بصورت زیر ساده می‌شود :

$$\vec{\nabla} \times \vec{B}_{\upsilon} =0 \qquad (13)$$

میدان B_{υ} میبایست تاو (curl) یک پتانسیل برداری نظیر $\vec{A}$ باشد :

$$\vec{B}_{\upsilon} = \vec{\nabla} \times \vec{A} \qquad (14)$$

با ادغام روابط ۱۳ و ۱۴ معادله زیر حاصل می‌گردد :

$$\vec{\nabla} \times(\vec{\nabla}\times A) = 0 \qquad (15)$$

با بسط طرف سمت راست ۱۵ و استفـاده از پیمـانه کولمب برای تعیین $\vec{A}$ خواهیم داشت :

$$\nabla^2\vec{A} = 0 \qquad (16)$$

با در نظر گرفتن تغییراتی مشابـه بـا روابـط ۷ برای $\vec{A}$ و استفاده از روش اختلال برای ۱۶ ، تغییرات مولفه Θ پتانسیل اختلال یافته در ناحیه خلاء یعنی $A_{1\Theta}$ برحسب r ، به‌صورت معادله زیربیان می‌گردد:

$$\frac{d^2A_{1\theta}}{d\, r^2} + \frac{1}{r}\ \frac{dA_{1\theta}}{dr} -\left(k'^2+\frac{1}{r^2}\right)A_{1\theta}=0 \qquad (17)$$

معادله ۱۷ نیز معادله تعمیـم یـافتـه بسل است و جوابهای آن عبارتند از :

$$A_{1\theta}=C_3I_1(k'r)+C_4K_1(k'r) \qquad (18)$$

برای تعیین ثابتهای C_1 ، C_2 ، C_3 ، C_4 در جوابهای روابط ۱۲ و ۱۸ ، شرائط مـرزی ذیـل را در نظـر می‌گیریم (۶ و ۵) .

الف ــ بازای r=0 دامنه شعاع اختلال یافته یعنی r_1 بایستی محدود باشد . بنابر این ثابت C_2 در معادله ۱۲ صفر است و خواهیم داشت :

$$r_1 = C_1I_1(\lambda r) \qquad (19)$$

ب ــ اگر دیواره احاطه‌کننده ناحیـه خلاء از نـوع هادی کامل انتخاب شود ، آنگاه مولفه موازی با سطح دیواره میدان الکتریکـی خلاء صفـر است .

$$\hat{n} \times \vec{E}_{\upsilon} \Big|_{r=b} = 0 \qquad (20)$$

از شرط مرزی ۲۰ ، رابطه زیر بین ثابتهای C_3 و C_4 نتیجه می‌شود :

$$C_3 = -\ \frac{K_1(k'b)}{I_1(k'b)}\quad C_4$$

بنابر این $A_{1\Theta}$ خواهد شد :

$$A_{1\theta}=C_4\left(-\ \frac{K_1(k'b)}{I_1(k'b)}\cdot I_1(k'r) +K_1(k'r)\right)$$

با در دست داشتن $A_{1\theta}$ ، مؤلفه Z دامنـه میـدان مغناطیسی اختلال یافته در ناحیه خلاء قابل حصول است :

$$B_{1\upsilon z}(r)=\nabla\times A_1\Big|_z=\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rA_{1\theta})=C_4(-k')\left(\frac{K_1(k'b)}{I_1(k'b)}I_0(k'r)+K_0(k'r)\right) \qquad (21)$$

ج ــ مؤلفه مماسی میدان الکتریکی دردستگاه سکون پلاسما (دستگاهی که بـا سرعت $\vec{V}$ نسبت بـه آزمایشگاه حرکت می‌کند) از میان مرز پلاسما و خلاء پیوسته است :

$$\hat{n}\times\left(\vec{E}_\upsilon+\frac{\vec{v}}{c}\times\vec{B}_\upsilon\right)\Big|_{r=a}=\hat{n}\times\left(\vec{E}+\frac{\vec{v}}{c}\times\vec{B}\right)\Big|_{r=a} \qquad (22)$$

اما بنابر قانون اهم درMHD ، طـرف سمـت راست معادله ۲۲ میدان الکتریکی دستگاه سکون پلاسما در داخل پلاسما بوده و صفر است ، بنابر این خواهیـم داشت :

$$\hat{n}\times\left(\vec{E}_\upsilon+\frac{\vec{v}}{c}\times\vec{B}_\upsilon\right)\Big|_{r=a}=0 \qquad (23)$$

با بکار بردن روش اختلال و خطـی کـردن بـــرای معادله ۲۳ ، نتیجه زیر پس از انجام جایگزینی‌هـای لازم ، بسط و خلاصه کردن ، بدست می‌آید :

$$\frac{C_4}{C1}=\frac{B_{\upsilon o}\ I_1(\lambda a)}{\frac{I_1(k'a)}{I_1(k'b)}K_1(k'b)-K_1(k'a)} \qquad (24)$$

د ــ فشار کل از میان مـرز پلاسمـا و خلاء پیوستـه است :

$$(P+P_{int})\Big|_{r=a}=P_{ext}\Big|_{r=a} \qquad (25)$$

که در آن $P=\rho RT$ فشار پلاسما و $P_{int}=\frac{B^2}{8\pi}$ فشار مغناطیسی داخل پلاسما و $P_{ext}=\frac{B_\upsilon^2}{8\pi}$ فشار مغناطیسی در خارج پلاسما (خلاء) می‌باشد . بطور مشابـه بـا بکار بردن روش اختلال و خطی کردن برای معادلـه ۲۵ و استفاده از روابط ۸ ، ۹ و ۱۰ و نیز رابطه ۱۹ ، در نهایت شرط پیوستگی فشار منجر بـه رابطـه دوم زیر برای نسبت $\frac{C_4}{C_1}$ می‌گردد :

$$\frac{C_4}{C1}=\frac{B_{\upsilon o}(B'\lambda^3-A'\lambda)I_0(\lambda a)}{2k'\frac{I_1(k'a)}{I_1(k'b)}\cdot K_1(k'b)-K_0(k'a)} \qquad (26)$$

بطوریکه پارامترهای A و B بصـورت زیـر تعـریـف شده‌اند :

$$\begin{cases} A=-\beta\left(\frac{X(1+Y)}{XY-WY-1}\right)-2(1-\beta) \\ B=\beta\left(\frac{W-X-1}{XY-WY-1}\right)\left(\frac{iK_\perp^1\ W}{R\ \rho_o\omega}\right) \end{cases} \qquad (27)$$

در تعاریف ۲۷ ، پارامتر β برابر نسبت فشار پلاسمـا به فشار مغناطیسی خارجی در حال تعادل بـوده و همچنین پارامترهای X ، Y و W عبارتند از :

$$\begin{cases} X=\frac{\omega^2}{k'^2RT_o}+\frac{in_\parallel^1\ \omega}{R\rho_oT_o} \\ Y=\frac{C_\upsilon}{R}+\frac{ik'^2K_\parallel^e}{R\ \omega\ \rho_o} \\ W=1-\frac{in_\parallel^1\omega}{3R\rho_oT_o} \end{cases} \qquad (28)$$

با مقایسه نتایج معادلات ۲۴ و ۲۶ خواهیم داشت :

$$\left(\frac{I_1(\lambda a)}{I_0(\lambda a)}\right)=\left(\frac{B\lambda^3-A\lambda}{2k'}\right)\left(\frac{\frac{I_1(k'a)}{I_1(k'b)}K_1(k'b)-K_1(k'a)}{\frac{I_0(k'a)}{I_1(k'b)}K_1(k'b)+K_0(k'a)}\right) \qquad (29)$$

معادله ۲۹ که رابطه‌ای بین K' عدد موج و ω فرکانس را نشان می‌دهد . ارتباط پاشندگی موسوم است . بـه منظور درک چگونگی تغییرات K' نسبت بـه ω ، در معادله ۲۹ شکلهای حـدی تـوابـع بسـل را بازای شناسه کوچک یعنی $|K'a|<<1$ (طول مـوج زیـاد) نوشته و همچنین جملات شامل وشکسانـی و هدایت

حرارتی پلاسما را کوچک فرض نموده و از تـوان دوم به بالای آنـها صرفنظر میکنیم . در اینصورت پس از انجام عملیات لازم و ساده کردن ، K' بطور تقریبی خواهد شد :

$$k' = \pm\left(\frac{\gamma\beta+M}{M}\right)^{1/2} C_{so}^{-1}\Big\{\omega + i\,\frac{\omega^2}{RP_o}\Big[\left(\frac{\beta R}{2M} + \frac{2R}{3\gamma}\right)\eta_{\parallel}^{i} + \Big[\frac{(\gamma-1)^2}{2\gamma^2} + \frac{\beta(\gamma-1)}{2M\gamma}\Big]K_{\parallel}^{e} + \Big[\frac{\beta(\gamma-1)}{2\gamma(\beta\gamma+M)}\frac{C_{so}^2}{V_A^2} - \frac{\beta(\gamma-1)}{2M\gamma}\Big]K_{\perp}^{i}\Big]\Big\} \qquad (30)$$

بطوریکه γ نسبت گرمای ویژه در فشـار ثـابت بـه گرمای ویژه در حجم ثابت است . پارامترهای دیگـر عبارتند از :

$$M = \frac{2a^2}{b^2-a^2} + 2(1-\beta)$$

$$C_{so} = (\gamma R T_o)^{1/2}$$

$$V_A = \frac{B_o}{\sqrt{4\pi\rho_o}}$$

C_S و V_A به تـرتیب سرعت صـورت و سرعت آلفن است . برای انجام محاسبات عددی معادله فـوق را می‌توان به شکل زیر در آورد :

$$K' = \pm\left(\frac{\gamma\beta+M}{M}\right)^{1/2} C_{so}^{-1}\,\omega + i\,\omega^2 (B+A+C) \qquad (31)$$

کـه پارامترهـای A و B و C بــه صورت زیــر تـعـریف می‌گردند .

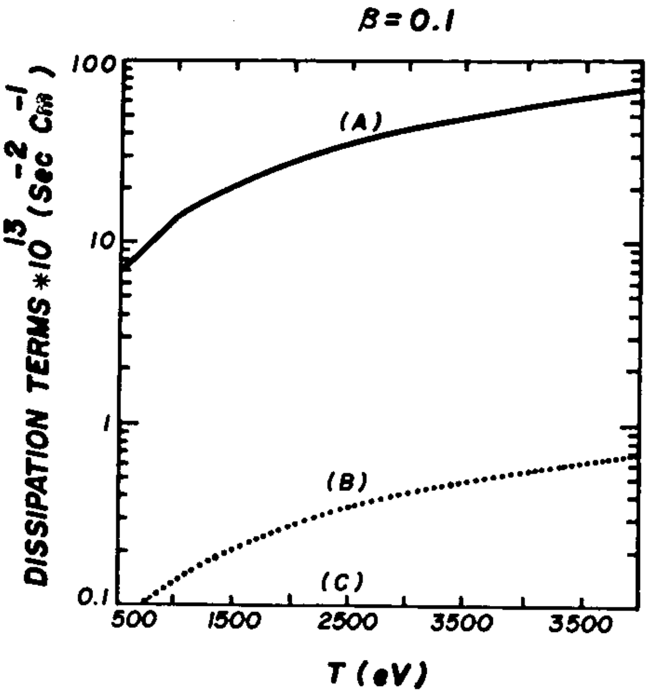
$$A = \left(\frac{\gamma\beta+M}{M}\right)^{1/2} \frac{C_{so}^{-1}}{RP_o}\left(\frac{(\gamma-1)^2}{2\gamma^2} + \frac{\beta(\gamma-1)}{2M\gamma}\right)K_{\parallel}^{e}$$

$$B = \left(\frac{\gamma\beta+M}{M}\right)^{1/2} \frac{C_{so}^{-1}}{RP_o}\left(\frac{\beta R}{2M} + \frac{2R}{3\gamma}\right)\eta_{\parallel}^{i} \qquad (32)$$

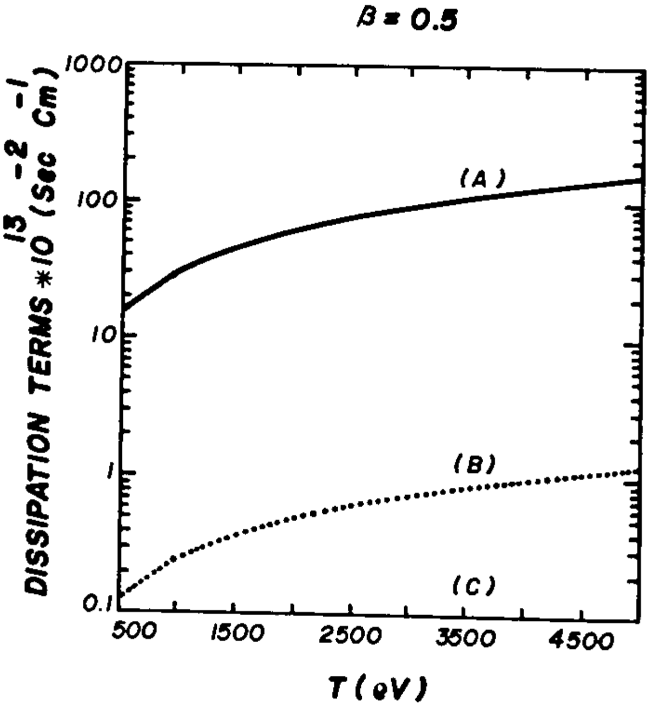
$$C = \left(\frac{\gamma\beta+M}{M}\right)^{1/2} \frac{C_{so}^{-1}}{RP_o}\left(\frac{\beta(\gamma-1)^2}{2\gamma(\beta\gamma+M)}\frac{C_{so}^2}{V_A^2} - \frac{\beta(\gamma-1)}{2M\gamma}\right)K_{\perp}^{i}$$

نتیجه

در واقع معادله ۳۰ بیانگر این حقیقت است که‌در حضور وشکسانی و هدایت حرارتی پلاسما ، K' متشکل از دو قسمت است یک قسمت حقیقی که "عدد موج" امواج MHD را نشان می‌دهد و متناسب بـا فرکـانس است و قسمت دوم K' موهومی است و ضریب میرائی امواج MHD را مشخص می‌کند . مطابق بـا معادله ۳۰ ضریب میرائی امواج متناسب با توان دوم فـرکانس است ، همچنین نقش هر یک از ضرائب وشکسانـی و هدایت حرارتی در ضریب میرائـی امـواج ملاحظه می‌گردد . تنـها وشکسانی یون در امتداد عمـود بـر میدان مغناطیسی یعنـی η_{I}^{i} در عمل خطـی کـردن نسبت به جملات شامل وشکسانی و هدایت حرارتـی پلاسما حذف گردیده است و بنـابـر این نقشی در میرائی امواج ایفا نمی‌کند . محاسبات عددی نشـان می‌دهد که بازای درجه حرارت و β هـای معین K_{II}^{e} بیشترین سـهم را در میرائی امواج داراست . بدنبال آن وجود η_{II}^{i} در میرائـی امـواج MHD حائزاهمیت است و بالاخره تاثیر K_{I}^{i} در میرائی امواج ناچیز و



شکل ۲ــ ضرائب میرائی برحسب درجه حرارت (ev) برای β = 0.1



شکل ۳ــ ضرائب میرائی برحسب درجه حرارت(ev) برای β = 0.5

قابل صرفنظر کردن است . در تائید نتایج فوق‌الذکر، شکل‌های ۲ و ۳، مقادیر ضرائب ω^2 در معادله ۳۱ که به ترتیب با A، B و C نمایش داده شده، در درجه حرارتهای مختلف (بر حسب الکترون ولت) و برای دو مقدار ۰/۱ و ۰/۵ نشان می‌دهد . این جداول برای پلاسمای دوتریم با دانسیته یون و الکترون $5\times10^{-16}\,cm^{-3}$ و شعاع تعادلی $a= 15$ Cm و نسبت $\frac{a}{b}$ برابر با ۱/۳ تنظیم گردیده است ضمنا " روابط مورد استفاده برای محاسبه K^e_{II} ، n^i_{II} و K^i_I از مرجع (۷) بدست می‌آید .

در خاتمه متذکر می‌گردد که علامت بعلاوه در معادله ۳۰ میرائی امواج MHD را در جهت مثبت Z و علامت منفی میرائی آن را در جهت منفی Z نشان می‌دهد (۲) .

References

1. M. A. Salehi, Theory of Collisional Heating in Linear Fusion System, M. S. Thesis, Univ. of Arizona, Tueson, Arizona (1978).
2. S. Khakshornia, Theory of Heating the Plasma in a Long-Linear O-Pinch Reactor by the Axial Wave Damping, M. S. Thesis, Sharif Univ. of Technology, Tehran, Iran (1989).
3. J. D. Jackson, Classical Electrodynamics, John Wiley & Sons (1975).
4. A. I. Akhiezer, Polovin Sitenko, Stepanov, Plasma Electrodynamics, V.1; Linear Theory, Pergamon Press, (1975).
5. W. Stacey, Fusion Plasma Analysis, J. Wiley (1981).
6. D. J. Rose, Plasmas in Controlled Fusion, MIT Press (1961).
7. L. Spitzer, Jr. Physics of Fully Ionized Gases, New York: Interscience Publishers, Inc. (1956).

EFFECT OF THE PLASMA VISCOSITY AND THERMAL CONDUCTIVITY ON DAMPING OF THE MHD WAVES

M. A. Salehi and S. Khakshornia

Nuclear Engineering Section
Dept. of Mechanical Engineering
Sharif Univ. of Technology
Tehran, Islamic Republic of Iran

Abstract

Using the MHD equations, the effect of the plasma viscosity and thermal conductivity coefficients on damping of MHD waves are studied. Also the MHD equation for the long cylindrical plasma column is constructed and solved by using the perturbation theory. Then by applying the boundary conditions, the dispersion relationship of the MHD waves of plasma is obtained. At final, the damping wave coefficients are calculated and compared with each other.