Next 1 Page(s) In Document Denied

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release 2014/04/16 : CIA-RDP80T00246A026100350001-3

ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. П. Н. ЛЕБЕДЕВА
АН СССР

Лаборатория ускорителей А-109

Е. Е. Ловецкий, А. А. Рухадзе

О КОНВЕКТИВНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ В ПОЛЕ ТЯЖЕСТИ

г. Москва, 1962 г.

ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им.П.Н.ЛЕБЕДЕВА АКАДЕМИИ НАУК СССР

Лаборатория ускорителей

А-109

Е.Е.Ловецкий, А.А.Рухадзе.

О КОНВЕКТИВНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ В ПОЛЕ ТЯЖЕСТИ

г.Москва, 1962 г.

произвольным косым углом к магнитному полю дрейфовую и конвективную неустойчивости отделить друг от друга, вообще говоря, невозможно.

Учет теплового движения частиц существенно влияет на указанные неустойчивости неоднородной плазмы. Как показано в работе [2] при условии, когда тепловые скорости частиц в плазме превышают скорость относительного дрейфа, дрейфовая неустойчивость продольных волн в неоднородной плазме отсутствует. В настоящей работе исследуется влияние теплового движения частиц на конвективную неустойчивость слабонеоднородной плазмы, помещенной в поле тяжести. Показано, что конвективная неустойчивость имеет место как при скоростях относительного дрейфа, превышающих тепловые скорости частиц, так и при скоростях дрейфа, меньших, чем тепловые скорости частиц. Последнее обстоятельство указывает на абсолютный характер конвективной неустойчивости плазмы, помещенной во внешнем поле сил.

2. Рассмотрим электронно-ионную плазму, находящуюся во внешнем магнитном поле $\vec{B}$, направленном вдоль оси OZ, и в поле тяжести $\vec{g}$, направленном вдоль оси OX. Если все величины считать зависящими только от координаты X и пренебречь столкновениями частиц в плазме, то кинетическое уравнение для равновесных функций распределений электронов и ионов по скоростям можно записать в виде:

$$v_x \frac{\partial f_{o\alpha}}{\partial X} + g \frac{\partial f_{o\alpha}}{\partial v_x} + \frac{e_\alpha}{m_\alpha c}\left[\vec{v}\vec{B}\right]\frac{\partial f_{o\alpha}}{\partial \vec{v}} = 0 \qquad (I)$$

где m_α -масса, а e_α -заряд частиц α-сорта.
При этом предполагается, что плазма в каждой точке пространства

является квазинейтральной, т.е. $\sum_\alpha e_\alpha N_\alpha = 0$, где N_α – плотность числа частиц α-сорта, и постоянное электрическое поле в плазме отсутствует.

Примем далее, что пространственная неоднородность плазмы мала, т.е. в каждой точке пространства будем считать выполненными неравенства

$$v_A^2 \gg v_{gp\alpha} v_{T\alpha} \quad , \quad v_A^2 \gg v_{gp\alpha}^2 \tag{2}$$

где v_A -альфвеновская скорость, $v_{gp\alpha} = -\frac{g}{\omega_{B\alpha}}$ - скорость дрейфа, направленная вдоль оси Oy, $\omega_{B\alpha}$ - ларморовская частота, а $v_{T\alpha} = \sqrt{\frac{T_\alpha}{m_\alpha}}$ - тепловая скорость частиц α-сорта. При выполнении этих условий первым членом в уравнении (I), характеризующим пространственную неоднородность плазмы, можно пренебречь и его решение записать в виде:

$$f_{o\alpha}(\vec{v} - \vec{v}_{gp\alpha}) = \frac{N_\alpha}{(2\pi m_\alpha T_\alpha)^{3/2}} e^{-\frac{(\vec{v} - \vec{v}_{gp\alpha})^2}{2 v_{T\alpha}^2}} \tag{3}$$

Из уравнения Максвелла

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \sum_\alpha e_\alpha \int d\vec{p}\, \vec{v} f_{o\alpha} \tag{4}$$

в рассматриваемом приближении получаем следующее условие равновесия плазмы

$$\frac{d}{dx} \frac{B^2}{8\pi} = g \sum_\alpha N_\alpha m_\alpha = g\, \rho(x) \tag{5}$$

где $\rho(x)$ -плотность плазмы. Условие (5) совпадает с условием равновесия холодной плазмы в модели двухжидкостной

О КОНВЕКТИВНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ В ПОЛЕ ТЯЖЕСТИ

Е.Е.Ловецкий, А.А.Рухадзе

Исследуется устойчивость равновесного состояния слабонеоднородной разреженной магнитоактивной плазмы, помещенной в поле тяжести, при учете теплового движения частиц в плазме. Показано, что в случае достаточно сильных магнитных полей, равновесное состояние неоднородной плазмы в поле тяжести всегда неустойчиво по отношению к возбуждению электромагнитных волн, распространяющихся вдоль магнитного поля (конвективная неустойчивость).

I. В работе авторов [I] исследовалась устойчивость равновесного состояния пространственно неоднородной магнитоактивной плазмы, находящейся в поле тяжести, в модели двухжидкостной гидродинамики. Такая модель пригодна для описания плазмы в условиях, когда тепловым движением частиц можно пренебречь. В работе [I] было показано, что в модели двухжидкостной гидродинамики в неоднородной плазме в поле тяжести возникают неустойчивости двух различных видов. Именно, неоднородная плазма в поле тяжести неустойчива, с одной стороны, по отношению к возбуждению продольных волн, распространяющихся вдоль относительного дрейфа частиц (дрейфовая неустойчивость), а с другой стороны, по отношению к возбуждению поперечных электромагнитных волн, распространяющихся вдоль внешнего магнитного поля (конвективная неустойчивость). При распространении волн под гидродинамики I. Это, однако, отнюдь не означает, что в рассматриваемом приближении, также как и в модели двухжидкостной гидродинамики, пренебрегается кинетическим давлением частиц по сравнению с магнитным. Такое совпадение является результатом пренебрежения неоднородностью плотности и температуры частиц по сравнению с неоднородностью магнитного поля, что по существу было уже использовано при решении кинетического уравнения (I). Таким образом, характерный масштаб неоднородности плазмы определяется неоднородностью магнитного поля и согласно соотношению (5) равен

$$L \sim \frac{B^2}{8\pi g N_i M} \sim \frac{v_A^2}{g} \qquad (6)$$

Используя неравенства (2), замечаем, что в рассматриваемом приближении характерный размер неоднородности плазмы значительно превосходит ларморовские радиусы электронов и ионов, т.е. $L \gg \frac{v_{T\alpha}}{\omega_{B\alpha}}$.

3. Рассмотрим теперь малое отклонение от равновесия

$$f_\alpha \to f_{0\alpha} + f_{1\alpha}, \quad \vec{B} \to \vec{B} + \vec{B}_1, \quad \vec{E} \to \vec{E}_1$$

Линеаризованные кинетические уравнения для отклонений функций распределений электронов и ионов от равновесных при этом записываются в виде:

$$\frac{\partial f_{1\alpha}}{\partial t} + \vec{v}\frac{\partial f_{1\alpha}}{\partial \vec{r}} + \vec{g}\frac{\partial f_{1\alpha}}{\partial \vec{v}} + \frac{e_\alpha}{m_\alpha c}[\vec{v}\vec{B}]\frac{\partial f_{1\alpha}}{\partial \vec{v}} = -\frac{e_\alpha}{m_\alpha}\left\{\vec{E}_1 + \frac{1}{c}[\vec{v}\vec{B}_1]\right\}\frac{\partial f_{0\alpha}(\vec{v}-\vec{v}_{gp\alpha})}{\partial \vec{v}} \qquad (7)$$

Плотность тока, индуцированного в плазме, определяется выражением

$$\vec{j}_1 = \sum_\alpha e_\alpha \int d\vec{p}\, \vec{v} f_{1\alpha} \tag{8}$$

Для решения кинетического уравнения (7) сделаем замену переменных $\vec{v} - \vec{v}_{gp\alpha} \to \vec{v}$. В результате такой замены уравнение (7) сводится к виду

$$\frac{\partial f_{1\alpha}}{\partial t} + (\vec{v} + \vec{v}_{gp\alpha}) \frac{\partial f_{1\alpha}}{\partial \vec{r}} + \frac{e_\alpha}{m_\alpha c}[\vec{v}\vec{B}] \frac{\partial f_{1\alpha}}{\partial \vec{v}} =$$

$$= -\frac{e_\alpha}{m_\alpha}\left\{\vec{E}_1 + \frac{1}{c}[\vec{v}_{gp\alpha}\vec{B}_1]\right\} \frac{\partial f_{0\alpha}}{\partial \vec{v}} \tag{9}$$

В случае слабой пространственной неоднородности плазмы и в пределе коротких длин волн, когда

$$\lambda << L \tag{I0}$$

применимо приближение геометрической оптики, т.е. решение уравнения (9) можно искать в виде плоских монохроматических волн $e^{-i\omega t + i\vec{k}\vec{r}}$. При этом решение уравнения (9) записывается в таком же виде, как и в случае изотропной магнитоактивной плазмы [3], в котором, однако, следует произвести замену $\omega \to \omega - \vec{k}\vec{v}_{gp\alpha}$ и $\vec{E}_1 \to \vec{E}_1 + \frac{1}{c}[\vec{v}_{gp\alpha}\vec{B}_1]$

Выражение для плотности индуцированного тока (8) после указанной выше замены переменных $\vec{v} - \vec{v}_{gp\alpha} \to \vec{v}$ принимает вид:

$$\vec{j}_1 = \sum_\alpha e_\alpha \int d\vec{p}\, \vec{v} f_{1\alpha} + \sum_\alpha \vec{v}_{gp\alpha}\, \rho_{1\alpha} \tag{II}$$

где $\rho_{1\alpha}'$ - плотность индуцированного заряда в плазме частицами α -сорта в системе координат, движущейся относительно лабораторной со скоростью $\vec{v}_{gp\alpha}$. Учитывая уравнение непрерывности и законы преобразования плотности тока и заряда для частиц α -сорта, а также принимая во внимание уравнение Максвелла $rot\,\vec{E}_1 = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{B}_1}{\partial t}$, плотность полного индуцированного тока в плазме можно представить в виде

$$j_{1i} = \sigma_{ij} E_{1j} \tag{12}$$

где σ_{ij} -тензор проводимости плазмы, определяющийся выражениями

$$\sigma_{ij} = \sum_{\alpha} \alpha_{i\mu}^{(\alpha)} \sigma_{\mu\nu}^{(\alpha)} (\omega - \vec{k}\vec{v}_{gp\alpha}, \vec{k}) \beta_{\nu j}^{(\alpha)},$$

$$\alpha_{ij}^{(\alpha)} = \delta_{ij} + \frac{v_{gp\alpha i} k_j}{\omega - \vec{k}\vec{v}_{gp\alpha}}, \quad \beta_{ij}^{(\alpha)} = \frac{\omega - \vec{k}\vec{v}_{gp\alpha}}{\omega}\delta_{ij} + \frac{k_i v_{gp\alpha j}}{\omega} \tag{13}$$

здесь $\sigma_{ij}^{(\alpha)}(\omega, \vec{k})$ - известный тензор проводимости частиц α - сорта в максвелловской плазме, находящейся в магнитном поле (см, например, [3]). В результате для тензора диэлектрической проницаемости плазмы получаем

$$\varepsilon_{ij} = \delta_{ij} + \frac{4\pi i}{\omega}\sigma_{ij} = \delta_{ij} + \sum_{\alpha} \frac{\omega_\alpha'}{\omega} \alpha_{i\mu}^{(\alpha)} \left[\varepsilon_{\mu\nu}^{(\alpha)}(\omega_\alpha', \vec{k}) - \delta_{\mu\nu}\right] \beta_{\nu j}^{(\alpha)} \tag{14}$$

где $\omega_\alpha' = \omega - \vec{k}\vec{v}_{gp\alpha}$ а $\varepsilon_{ij}^{(\alpha)}(\omega, \vec{k})$ - тензор диэлектрической проницаемости частиц α - сорта в равновесной плазме. Выражение (14) по виду совпадает с тензором диэлектрической проницаемости плазмы в случае, когда направленные движения частиц происходят вдоль магнитного поля [4,5]. Отличие заключается в том, что в рассматриваемом случае скорости дрейфа частиц перпендикулярны магнитному полю.

4. Для исследования вопросов устойчивости неоднородной плазмы в поле тяжести по отношению к малым электромагнитным возмущениям следует решать дисперсионное уравнение электромагнитных волн, которое в приближении геометрической оптики имеет вид:

$$\left| k^2 \delta_{ij} - k_i k_j - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k}) \right| = 0 \tag{15}$$

Исследование этого уравнения в области произвольных частот и произвольных углов распространения электромагнитных волн очень громозко. Здесь мы ограничимся областью низких частот $\omega'_\alpha \ll \omega_{Bi}$, причем рассмотрим волны лишь вдоль осей OX, OY и OZ.

а) В случае холодной плазмы, когда тепловым движением частиц можно пренебречь, тензор диэлектрической проницаемости (14) совпадает с полученным в модели двухжидкостной гидродинамики плазмы в приближении геометрической оптики [I] с той разницей, что в нем отсутствуют члены с пространственными производными от $\vec{v}_{gp\alpha}$, N_α и $\vec{B}$. В интересующем нас пределе низких частот $\omega'_\alpha \ll \omega_{Bi}$ отличные от нуля компоненты тензора $\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k})$ холодной плазмы определяются выражениями

$$\varepsilon_{11} = 1 + \frac{(\omega - \vec{k}\vec{v}_{gpi})^2 c^2}{\omega^2 v_A^2}, \quad \varepsilon_{12} = \varepsilon_{21} = \frac{k_x v_{gpi} c^2 (\omega - \vec{k}\vec{v}_{gpi})}{\omega^2 v_A^2},$$

$$\varepsilon_{22} = 1 - \frac{k_z^2 v_{gpi}^2 \omega_{Li}^2}{\omega^2 (\omega - \vec{k}\vec{v}_{gpi})^2} + \frac{c^2}{v_A^2} \frac{\omega^2 + k_x^2 v_{gpi}^2}{\omega^2}, \tag{16}$$

$$\varepsilon_{23} = \varepsilon_{32} = -\sum_{\alpha} \frac{K_z v_{gp\alpha}\,\omega_{L\alpha}^2}{\omega^2(\omega - K_z v_{gp\alpha})}, \quad \varepsilon_{33} = 1 - \frac{\omega_{Le}^2}{\omega^2},$$

Используя эти выражения, можно показать, что электромагнитные волны, распространяющиеся поперек магнитного поля, являются устойчивыми. Для поперечных и продольных колебаний, соответственно при этом получаем

$$\omega^2 = K^2 v_A^2 \left(1 + \frac{v_A^2}{c^2}\right)^{-1}, \quad \omega^2 = \omega_{Le}^2 + K^2 c^2 \tag{17}$$

Таким образом, в рассматриваемом нами приближении дрейфовая неустойчивость для волн, распространяющихся вдоль дрейфа частиц (вдоль оси Oy), отсутствует. Это является следствием отсутствия членов с пространственными производными в выражениях (16) для компонент тензора диэлектрической проницаемости.

Для волн, распространяющихся вдоль магнитного поля, в приближении геометрической оптики получаем

$$\omega^2 = \omega_{Le}^2, \quad \omega^2 = K^2 v_A^2 \left(1 + \frac{v_A^2}{c^2}\right)^{-1}$$

$$\omega^2 = \frac{K^2 v_A^2}{2\left(1 + \frac{v_A^2}{c^2}\right)} \left(1 \pm \sqrt{1 + 4\left(1 + \frac{v_A^2}{c^2}\right)\frac{g^2}{K^2 v_A^2}}\right) \approx \begin{cases} K^2 v_A^2 \left(1 + \frac{v_A^2}{c^2}\right)^{-1} \\ -\, g^2 / v_A^2 \end{cases} \tag{18}$$

Эти решения совпадают с соответствующими решениями дисперсионного уравнения в модели двухжидкостной гидродинамики I. Последнее из выражений (18) описывает неустойчивые колебания неоднородной плазмы в поле тяжести. Из условия пренебрежения тепловым движением частиц при этом следует, что неустойчивыми являются колебания с длиной волны $K^2 \ll \dfrac{g^2}{v_A^2 v_{T\alpha}^2}$.

б) Переходя к учету теплового движения частиц прежде всего заметим, что для волн, распространяющихся строго поперек магнитного поля, в рассматриваемом нами нерелятивистском приближении ($K v_{T\alpha} \ll \omega_{B\alpha}$) тепловое движение частиц несущественно. Это связано с тем, что при $K_z = 0$ и $K v_{T\alpha} \ll \omega_{B\alpha}$ тензор диэлектрической проницаемости частиц α -сорта в выражении (I4) не зависит от температуры. Поэтому для волн, распространяющихся поперек магнитного поля, при учете теплового движения частиц справедливыми остаются выражения (I7).

Для волн, распространяющихся вдоль магнитного поля, учет теплового движения частиц становится существенным в области частот $\omega \lesssim K v_{T\alpha}$, т.е. когда фазовые скорости волн сравнимы с тепловой скоростью частиц какого-либо α -сорта. Так, в области частот $K v_{Ti} \ll \omega \ll K v_{Te}$ существенен учет теплового движения электродов, в то время как тепловым движением ионов можно пренебречь. Отличные от нуля компоненты тензора диэлектрической проницаемости (I4) в этой области частот имеют вид:

$$\varepsilon_{11} = 1 + \frac{c^2}{v_A^2}, \quad \varepsilon_{22} = 1 + \frac{c^2}{v_A^2} - \frac{\omega_{Li}^2 K^2 v_{gpi}^2}{\omega^4},$$

$$\varepsilon_{23} = \varepsilon_{32} = -\frac{\omega_{Li}^2 K v_{gpi}}{\omega^3}, \quad \varepsilon_{33} = 1 - \frac{\omega_{Li}^2}{\omega^2} + \frac{\omega_{Le}^2}{K^2 v_{Te}^2}\left(1 + i\sqrt{\frac{\pi}{2}}\frac{\omega}{|K| v_{Te}}\right) \tag{I9}$$

Согласно этим выражениям мнимая часть тензора диэлектрической проницамеости, ответственная за поглощение электромагнитных волн в плазме, мала по сравнению с действительной частью и в первом приближении ею можно пренебречь. При этом из дисперсионного уравнения (I5) получаем следующие спектры электромагнитных колебаний плазмы.

$$\omega^2 = k^2 v_A^2,$$

$$\omega^2 = \frac{\omega_{Li}^2 + k^2 v_A^2 + \omega_{Le}^2 \frac{v_A^2}{v_{Te}^2} \pm \sqrt{\left(\omega_{Li}^2 + k^2 v_A^2 + \omega_{Le}^2 \frac{v_A^2}{v_{Te}^2}\right)^2 + 4k^2 v_A^2 \omega_{Li}^2 \left(1 + \frac{\omega_{Le}^2}{k^2 v_{Te}^2}\right)\left(\frac{\omega_{Le}^2 v_{gpi}^2}{k^2 c^2 v_{Te}^2} - 1\right)}}{2\left(1 + \frac{\omega_{Le}^2}{k^2 v_{Te}^2}\right)} \qquad (20)$$

Отсюда следует, что неустойчивыми являются колебания с длиной волны

$$k^2 < \frac{g^2}{v_A^2 v_S^2} \qquad (21)$$

где $v_S = \sqrt{\left|\frac{e_i}{e}\right| \frac{T_e}{M}}$ - скорость ионного звука в плазме. Принимая во внимание условие применимости приближения геометрической оптики (I0), а также соотношение (6), получаем, что условие неустойчивости (2I) может осуществляться лишь в случае, если $v_A \gg v_S$. Скорость относительного дрейфа частиц, которая с большой степенью точности совпадает со скоростью дрейфа ионов, при этом может быть меньше тепловой скорости электронов в плазме. В пределе длинных волн, когда $k^2 v_{Te}^2 \ll \omega_{Le}^2$, спектры колебаний (20) принимают вид

$$\omega^2 = k^2 v_A^2,$$

$$\omega^2 = \frac{1}{2}\left\{k^2\left(v_A^2 + v_S^2\right) \pm \sqrt{k^4\left(v_A^2 + v_S^2\right)^2 + 4k^2\left(g^2 - k^2 v_A^2 v_S^2\right)}\right\} \qquad (22)$$

Такой спектр колебаний можно также получить непосредственно из магнитной гидродинамики идеальной жидкости в одножидкостной гидродинамики неизотермической бесстолкновительной плазмы [6].

Наконец, рассмотрим область самых низких частот $\omega \ll k v_{Te}, k v_{Ti}$, когда существенным становится тепловое движение как электронов, так и ионов. Как и выше будем считать, что $\omega \ll \omega_{Bi}$, и рассмотрим лишь волны, распространяющиеся вдоль магнитного поля. Для отличных от нуля компонент тензора диэлектрический проницаемости плазмы в этом случае получаем.

$$\varepsilon_{11} = 1 + \frac{c^2}{v_A^2}, \quad \varepsilon_{22} = 1 + \frac{c^2}{v_A^2} + \frac{\omega_{Li}^2 v_{gpi}^2}{\omega^2 v_{Ti}^2}\left(1 + i\sqrt{\frac{\pi}{2}}\frac{\omega}{|k| v_{Ti}}\right),$$

$$\varepsilon_{23} = \varepsilon_{32} = \frac{\omega_{Li}^2 v_{gpi}}{k\omega v_{Ti}^2}\left(1 + i\sqrt{\frac{\pi}{2}}\frac{\omega}{|k| v_{Ti}}\right),$$

$$\varepsilon_{33} = 1 + \frac{\omega_{Le}^2}{k^2 v_{Te}^2}\left(1 + i\sqrt{\frac{\pi}{2}}\frac{\omega}{|k| v_{Te}}\right) + \frac{\omega_{Li}^2}{k^2 v_{Ti}^2}\left(1 + i\sqrt{\frac{\pi}{2}}\frac{\omega}{|k| v_{Ti}}\right). \tag{23}$$

Так как мнимая часть тензора диэлектрической проницаемости, согласно выражениям (23), мала по сравнению с действительной частью, то в первом приближении ею можно пренебречь. В результате, из дисперсионного уравнения (I5) получаем следующие спектры колебаний плазмы:

$$\omega^2 = k^2 v_A^2,$$

$$\omega^2 = k^2 v_A^2 \frac{k^2 + \dfrac{\omega_{Li}^2}{v_{Ti}^2} + \dfrac{\omega_{Le}^2}{v_{Te}^2} - \dfrac{\omega_{Li}^2 \omega_{Le}^2 v_{gpi}^2}{k^2 c^2 v_{Te}^2 v_{Ti}^2}}{k^2 + \dfrac{\omega_{Li}^2}{v_{Ti}^2} + \dfrac{\omega_{Le}^2}{v_{Te}^2}} \tag{24}$$

Второе из этих решений в области длин волн

$$K^2 < \frac{g^2}{v_A^2 (v_{Ti}^2 + v_s^2)} \qquad (25)$$

описывает неустойчивые колебания неоднородной плазмы. Из условия применимости приближения геометрической оптики и соотношения применимости приближения геометрической оптики и соотношения (6) следует, что такая неустойчивость возможна лишь в случае, когда $v_A^2 \gg v_{Ti}^2 + v_s^2$. Скорость относительного дрейфа частиц при этом может быть меньше тепловых скоростей частиц в плазме, т.е. сколь угодно малой. Так как $\omega^2 \ll K^2 v_{Ti}^2$, заключаем, что указанная неустойчивость имеет место в области низких частот, определенных условием

$$\omega^2 \ll \frac{g^2}{v_A^2} \frac{v_{Ti}^2}{v_{Ti}^2 + v_s^2} \qquad (26)$$

При этом происходит возбуждение электромагнитных волн в очень узком интервале длин волн, непосредственно примыкающем к границе области (25).

Выше мы всюду ограничивались исследованием конвективной неустойчивости волн, распространяющихся вдоль магнитного поля. Такая неустойчивость остается также и для волн, распространяющихся под углом к магнитному полю, вплоть до углов $tg\,\vartheta \lesssim \frac{\omega_{Ai}}{\omega}$.

Из рассмотренных примеров можно сделать вывод, что неоднородная замагниченная плазма, находящаяся в поле тяжести, в отсутствии столкновений частиц и при выполнении условий (2) оказывается абсолютно неустойчивой по отношению к возбуждению длинноволновых электромагнитных колебаний (конвективная неустойчивость). Следует отметить, что эти условия хорошо выполняются в разреженной плазме, помещенной в достаточно сильное магнитное поле.

Авторы выражают искреннюю благодарность В.Л.Гинзбургу за обсуждение результатов работы.

Литература

1. Е.Е.Ловецкий, А.А.Рухадзе, ЖТФ (в печати).
2. M. Rosenbluth, N. Krull, N. Rostoker, Доклад № 170 на конференции по физике плазмы в г.Зальцбурге (1962 г.).
3. В.П.Силин и А.А.Рухадзе, "Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред", М., Атомиздат, 1961 г.
4. А.А.Рухадзе, ЖТФ (в печати).
5. А.А.Рухадзе, В.П.Силин, УФН, 76, 79, (1962).
6. Ю.Л.Климантович, В.П.Силин, ЖЭТФ, 40, 1213 (1961 г.).

Т-06802 от I8.У.62 г. Заказ № I09. Тираж I00.