1963 ЖУРНАЛ ТЕХНИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ Том XXXIII, в. 9
1963 JOURNAL OF TECHNICAL PHYSICS Vol. XXXIII, № 9

К ВОПРОСУ ОБ АПЕРИОДИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ПЛАЗМЫ

С. С. Моисеев

§ 1. Апериодическая неустойчивость релятивистской плазмы во внешнем магнитном поле

Исследован характер апериодической неустойчивости релятивистской плазмы во внешнем магнитном поле и возникающий за счет апериодической неустойчивости нелинейный режим в слабом магнитном поле.

Показано, что толщина „бесстолкновительных" ударных волн в слабом магнитном поле может стать значительно меньше, чем в нерелятивистском случае, а влияние слабых магнитных полей и парных соударений на развитие нелинейного режима падает с ростом энергии электронов.

Апериодическая неустойчивость нерелятивистской плазмы в магнитном поле в дрейфовом приближении впервые рассмотрена в [1—3].

Рассмотрим вопрос об апериодической неустойчивости релятивистской плазмы. При этом ограничимся случаем, когда ионы нерелятивисткие, а анизотропия по скоростям имеется только у электрона типа $p_{\parallel} > p_{\perp}$ (давление вдоль магнитного поля больше поперечного давления).

Поправку к анизотропной функции распределения f_0 берем в виде

$$f_1 = \exp\{i(kz - \omega t)\}\,\Phi(\mathbf{p})(\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}_0). \tag{1}$$

Тогда (см., например, [4]) решение кинетического уравнения имеет вид

$$\Phi_\nu = \gamma_\nu \frac{e_\nu}{\Omega_\nu} \int\limits_0^\infty e^{i a_\nu \xi} (\mathbf{E}^0 \mathbf{L})_{\varphi - \xi} d\xi. \tag{2}$$

Здесь $\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}$; $\Omega_\nu = \frac{e_\nu H_0}{m_\nu c}$; $a_\nu = \gamma_\nu \frac{\omega}{\Omega_\nu} - \frac{p_z k}{m_\nu \Omega_\nu}$.

$$L_x = 2p_\perp \cos(\varphi - \xi)\left[\frac{\partial f_0}{\partial p_\perp^2} + \frac{k v_\parallel}{\omega}\left(\frac{\partial f_0}{\partial p_\parallel^2} - \frac{\partial f_0}{\partial p_\perp^2}\right)\right],$$

$$L_y = 2p_\perp \sin(\varphi - \xi)\left[\frac{\partial f_0}{\partial p_\perp^2} + \frac{k v_\parallel}{\omega}\left(\frac{\partial f_0}{\partial p_\parallel^2} - \frac{\partial f_0}{\partial p_\perp^2}\right)\right],$$

$\mathbf{E}_0$ — амплитудное значение электрического поля возмущения ($\nu = i, e$; i — ионы, e — электроны).

В случае длинных волн и малых инкрементов, когда

$$|\Omega_\nu| \gg k\gamma_\nu \sqrt{\overline{v_\nu^2}}, \qquad \Omega_\nu \gg |\omega\gamma_\nu|, \tag{3}$$

с помощью стандартной процедуры легко получим следующее дисперсионное уравнение

$$\frac{4\pi}{c}\frac{\omega}{kc} A_1 + k - \frac{\omega^2}{kc^2} = 0. \tag{4}$$

В (4) введено обозначение

$$A_1 = \frac{e^2}{\Omega_e^2}\left\{-\frac{W_{\perp e}}{c^2}\frac{\omega}{m_e^2} - \frac{k^2}{\omega m_e^2}(p_{\parallel e} - p_{\perp e})\right\} - \frac{1}{4\pi}\frac{\omega_{0i}^2}{\Omega_i^2}\omega, \tag{5}$$

где $W_{\perp e} = \varepsilon_e + p_{\perp e}$, а ε_e — внутренняя энергия электронов в единице объема, $W_\perp$ по аналогии с обычной тепловой функцией назовем „поперечной тепловой функцией" (на единицу объема), а величину $m_{e\,\text{эф.}} = \frac{W_\perp}{nc^2}$ — „эффективной поперечной массой" частицы. Отметим, что в обычной релятивистской термодинамике энергия, приходящаяся на одну частицу, равна тепловой функции, отнесенной к одной частице [5].

Используя (5), приведем дисперсионное уравнение к следующему виду

$$\omega^2 = \frac{k^2}{\left(\frac{1}{c^2} + \frac{1}{v_{iA}^2} + \frac{1}{v_{eA}^2}\right)}\left[1 - \frac{4\pi}{H_0^2}(p_\parallel - p_\perp)\right], \tag{6}$$

где

$$v_{eA} = \frac{H_0}{\sqrt{4\pi n m_{e\,\text{эф.}}}}; \qquad v_{iA} = \frac{H_0}{\sqrt{4\pi n m_i}}.$$

Из (6) вытекает, что неустойчивость возникает, если

$$\frac{4\pi p_\parallel}{H_0^2} > 1 + \frac{4\pi p_\perp}{H_0^2}, \tag{7}$$

т. е. условие, аналогичное полученному в [2]. (Разумеется, значения давлений теперь определяются по релятивистскому состоянию). Однако по сравнению с нерелятивистским случаем, если $\Delta P \sim H_0^2$, инкременты могут существенно уменьшиться за счет увеличения $m_{e\,\text{эф.}}$ $(\Delta P = |p_\perp - p_\parallel|)$.

Отметим, что учет магнитной „вязкости" приводит нас к следующему дисперсионному уравнению [6]

$$\omega = \pm\frac{2k^2}{nm_i}\eta \pm \frac{1}{nm_i}\sqrt{4k^4\eta^2 - nm_i k^2\left(p_\parallel - p_\perp - \frac{H_0^2}{8\pi}\right)}, \tag{8}$$

где $\eta = \eta_i - \eta_e$; $\eta_i = \frac{P_i}{2\Omega_i}$; $\eta_e = \frac{\bar{p}_{ze}^2}{2m_e\Omega_e}$.

Из (8) видно, что стабилизирующий эффект магнитной „вязкости" мал, если $\eta_e \sim \eta_i$, т. е. для достаточно „горячих" электронов. Однако с дальнейшим повышением электронной температуры, когда $\eta_e \gg \eta_i$, этот эффект вновь начинает сказываться, как и для изотермической плазмы.

Рассмотрим теперь такие k, для которых

$$k\gamma_\nu\sqrt{\overline{v_\nu^2}} \gg |\Omega_\nu|, \quad \omega\bar{\gamma} \gg |\Omega_\nu|. \tag{9}$$

Как легко видеть в этом случае

$$\int_0^\infty \sin\xi e^{ia_\nu\xi}d\xi \approx 0; \quad \int_0^\infty \cos\xi e^{ia_\nu\xi}d\xi \approx i\frac{\Omega_\nu}{\gamma(\omega - kv_z)}, \tag{10}$$

и функция $\Phi(p)$ принимает следующий вид

$$\Phi(p) = \frac{2ieE_{0x}p_x}{kv_z - \omega}\left[\frac{\partial f_0}{\partial p_\perp^2} + \frac{kv_z}{\omega}\left(\frac{\partial f_0}{\partial p_\parallel^2} - \frac{\partial f_0}{\partial p_\perp^2}\right)\right]. \tag{11}$$

(Ось иксов выбрана вдоль электрического поля возмущения). Но (11) совпадает с решением кинетического уравнения без внешнего магнитного поля H_0 [7], т. е. в области волновых чисел, удовлетворяющих (9), влияние магнитного поля несущественно. Как было показано в [7], рассматриваемые возмущения приводят к апериодической неустойчивости, если давление вдоль направления распространения меньше давления в перпендикулярном направлении (т. е. теперь при $p_\perp > p_\parallel$. Отметим, что в отсутствие магнитного поля при обратном знаке неравенства неустойчивость будет развиваться на аналогичном возмущении, но только другого направления. В магнитном поле, перпендикулярно ему, распространяется магнитозвуковая волна, отличающаяся от альфвеновской волны). Данная неустойчивость развивается при $k < k_{0e}$, а k_{0e} в случае слабой анизотропии и ультрарелятивистских электронов имеет вид [7]

$$k_{0e} = \frac{\omega_{0e}}{4c\bar{\gamma}_e}\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^{1/2}, \quad \left(\omega_{0e}^2 = \frac{4\pi e^2 n}{m_e}\right). \tag{12}$$

С учетом (12) имеем для области интересующих нас сейчас волновых чисел

$$\frac{|\Omega_e|}{c\bar{\gamma}_e} \ll k < k_{0e}. \tag{13}$$

Комбинируя (12) и (13), приходим к выводу. что область (13), где влияние магнитного поля несущественно, существует, если

$$H_0^2 \ll nmc^2\bar{\gamma}_e\frac{\Delta p}{p}. \tag{14}$$

Инкременты для области (13) могут значительно превысить инкременты из области, где справедливо дрейфовое приближение.

Проведенные здесь рассуждения справедливы также и для нерелятивистского случая, если $H_0^2 \ll n\Delta p$.

Заметим, что токи J в электрических полях возмущения можно выразить в виде следующего „бесстолкновительного закона Ома“ в области больших и малых волновых чисел

$$\mathbf{J} = \eta_{1\nu}^{-1}\mathbf{E}; \quad \left(k\gamma_\nu\sqrt{\overline{v_\nu^2}} \gg |\Omega_\nu|\right),$$
$$\eta_{1\nu}^{-1} \sim \frac{e^2 n\tau_{1\nu}}{m_\nu\bar{\gamma}_\nu}; \quad \tau_{1\nu} \sim \frac{1}{k\sqrt{\overline{v_\nu^2}}}, \tag{15}$$

$$J = \frac{\eta_{2\nu}^{-1}}{(\Omega'_\nu\tau_2)^2}\left\{\mathbf{E} - \frac{\Omega'_\nu\tau_2}{H_0}[\mathbf{E}\mathbf{H}_0]\right\},$$
$$\eta_{2\nu}^{-1} \sim \frac{e^2n^2\tau_2c^2}{(\varepsilon_\nu + p_{\perp\nu})}; \quad \tau_2 = \frac{1}{|\omega|}, \tag{16}$$
$$\Omega'_\nu = \frac{e_\nu H_0 cn}{(\varepsilon_\nu + p_{\perp\nu})}$$
$$\left(k\gamma_\nu\sqrt{\overline{v_\nu^2}} \ll |\Omega_\nu|; \ \tau_2|\Omega'_\nu| \gg 1\right).$$

§ 2. Ударная волна в разреженной релятивистской плазме при отсутствии сильных внешних полей

Поскольку толщина ударных волн с диссипацией за счет парных соударений растет как квадрат энергии, то отсюда вытекает, что в высокотемпературной плазме, помещенной в установку разумного размера, такие волны практически не могут быть получены. В силу этого проблема так называемых „бесстолкновительных" ударных волн, толщина которых может быть много меньше пробега частиц при парных соударениях, в релятивистской плазме приобретает еще большую остроту. В отличие от нерелятивистской плазмы этот вопрос для релятивистской плазмы фактически не изучен. Одна из возможностей распространения нерасплывающегося возмущения в разреженной плазме связана со следующим: за счет прихода из областей возмущения более быстрых частиц возникает анизотропное распределение по скоростям в новых областях плазмы и неоднородное магнитное поле развивающейся неустойчивости „удерживает" частицы, подобно обычным столкновениям до исчезновения анизотропии (см. [8]).

Релятивистский случай, помимо существенных количественных изменений, характеризуется рядом качественных особенностей.

Рассмотрим прежде всего случай, когда внешние поля отсутствуют и оценим амплитуду пульсаций H_a в нелинейном режиме. Нетрудно видеть, например, из (15), что ионные токи, возникающие в электрическом поле возмущения, несущественны (за исключением только ультрарелятивистского случая как для ионов, так и для электронов со сравнимыми температурами ионов и электронов). Поэтому оценим амплитуду пульсаций H_a с помощью релятивистского кинетического уравнения для электронов. При этом мы будем считать, что анизотропия по скоростям имеется только у ионов; распределение электронов, как видно будет из дальнейшего, можно считать изотропным.

Развитие нелинейного режима определяют в основном возмущения с максимальными инкрементами ($\omega_{\max}$ достигается при $k \approx 0.6 k_{0i}$). Учитывая это обстоятельство, оценим амплитуду пульсаций H_a из соотношения

$$k_{0i} v f_{1e} \sim \frac{e}{m_e c \gamma} [\mathbf{p} \mathbf{H}_a] \frac{\partial f_{1e}}{\partial \mathbf{p}} . \tag{17}$$

Отсюда

$$H_a \sim c p_{te} \frac{k_{0i}}{e} . \tag{18}$$

Здесь p_{te} — средняя величина в тепловом движении поперечной компоненты импульса электрона по отношению к магнитному полю H_a.

Заметим, что (18) соответствует тем полям, для которых

$$r_e \sim \frac{1}{k_0} , \tag{19}$$

r_e — ларморовский радиус электрона.

Во всех тех случаях, когда $\frac{r_i}{r_e} \gg 1$, исследование интересующего нас нелинейного режима упрощается: движущийся ион „сталкивается" с пульсациями много меньшими, чем r_i, и поэтому слабо отклоняется. Поэтому для f_{0i} должно быть справедливо уравнение Фоккера—Планка и изотропизация начального распределения по порядку величины может быть описана выражением

$$\frac{\partial f_{0i}}{\partial t} \sim D \frac{\partial^2 f_{0i}}{\partial p^2} , \tag{20}$$

где коэффициент диффузии в пространстве импульсов

$$D \sim \frac{e^2 H_a^2}{c^2 k_0^2 \tau_H}, \tag{21}$$

$\tau_H \sim \frac{1}{k_0 v_i}$ — характерное время пролета частицы в поле возмущения. D может быть получен как из соображений размерности, так и из более строгих соображений. Усредняя кинетическое уравнение ионов по мелкомасштабным пространственным пульсациям квазистационарного нелинейного режима, получим для интересующего нас выражения, содержащего только члены, связанные с магнитным полем (именно они ответственны за изотропизацию)

$$\mathrm{St}_H = 2\frac{e^2}{c^2}\sum_k |H_k^2| \left(v_x \frac{\partial}{\partial p_z} - v_z \frac{\partial}{\partial p_x}\right)\left[\delta(\mathbf{kv})\left(v_x \frac{\partial}{\partial p_z} - v_z \frac{\partial}{\partial p_x}\right) f_0\right]. \tag{22}$$

Выражение (22) записано для случая $\omega \ll \mathbf{kv}$, что справедливо при слабой анизотропии или если $m_e \bar{\gamma}_e < m_i \bar{\gamma}_i$ ($H_a = H_y$). Из (22) легко получить выражение для D.

В [7] получено общее выражение для $k_{0\nu}$

$$k_{0\nu}^2 = \frac{\omega_{0\nu}^2}{c^2}\int \frac{d\mathbf{p} p_x}{m_\nu \gamma_\nu p_z}\left(p_x \frac{\partial f_0}{\partial p_z} - p_z \frac{\partial f_0}{\partial p_x}\right). \tag{23}$$

Выбирая в качестве $f_{0i} \sim \exp\left\{-\sigma_i\left[\sqrt{1+\frac{p^2}{m^2c^2}} + \sqrt{1+\left(\frac{\sigma_{1i} p_z}{\sigma_i mc}\right)^2}\right]\right\}$ и опуская простые, но громоздкие промежуточные выкладки, приведем выражение для k_{0i} в случае сильной анизотропии, а также выражение для $\bar{p}_{xi}^2$

$$k_{0i}^2 = \frac{\omega_{0i}^2}{c^2}\frac{\Delta p}{p_\parallel}\frac{K_0(\sigma_i) K_2(\sigma_i)}{K_1^2(\sigma_i)}\frac{\sigma_i}{1+\sigma_i}, \tag{24}$$

$$\bar{p}_{xi}^2 = \frac{(m_i c)^2 (\sigma_i^2 + 3\sigma_i + 3)}{(1+\sigma_i)\sigma_i^2}. \tag{25}$$

Здесь $K_\mu(\sigma)$ — функция Макдональда соответствующего индекса. Выражение для $\bar{p}_{te}$ в случае максвелловского распределения электронов имеет вид

$$\bar{p}_{te} = \frac{\pi}{4}\frac{e^{-\sigma e} m_e c}{K_2(\sigma_e)}\left\{\frac{2\sigma_e^2 + 6\sigma_e + 6}{\sigma_e^3}\right\} \tag{26}$$

$\left(\sigma_e = \frac{m_e c^2}{\Theta_e};\ \Theta_e \text{ — температура электронов}\right)$.

Используя (21), (24)—(26), легко получить выражение для толщины сильной ударной волны Δ, которое мы здесь приведем для двух предельных случаев

$$\Delta \sim \frac{m_i}{m_e}\frac{c}{\omega_{0i}}\sqrt{\frac{p_{\parallel i}}{\Delta p}}\sqrt{\frac{p_{\perp i}}{p_{\parallel i}}\frac{1}{\bar{\gamma}_e^2}\left(\frac{p_{\perp i}}{n m_e c^2}\right)};\ (\gamma_i \sim 1,\ \gamma_e \gg 1), \tag{27}$$

$$\Delta \sim \frac{c}{\omega_{0i}}\sqrt{\frac{p_{\parallel i}}{\Delta p}\frac{1}{\sqrt{\sigma_i K_0(\sigma_i)}}\left(\frac{p_{\perp i}}{p_e}\right)^2};\ (\gamma_e \gg 1;\ \gamma_i \gg 1), \tag{28}$$

$$(p_{\perp i} > p_{\parallel i}).$$

Из (27) видим, что с ростом γ_e Δ уменьшается, что облегчает возможность экспериментальной проверки ударных волн.

Оценим отношение времени изотропизации $\left(T_i \sim \frac{\bar{p}_x^2}{D}\right)$ и $\tau_{\text{изл.}}$ — времени излучения электронов в магнитном поле H_a для ультрарелятивистского случая

$$\frac{\tau_{\text{изл.}}}{T_i} \sim \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{3/2} \frac{\sigma_e \sigma_i^{3/2} \sqrt{\ln \sigma_i}}{r_0^{3/2} \sqrt{n} \sqrt{\frac{\Delta p}{p_\parallel}}} \quad \left(r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2}\right). \tag{29}$$

Мы видим, что $\tau_{\text{изл.}} \ll T_i$ для достаточно плотной ультрарелятивистской среды. Отсюда вытекает, что если даже в начале процесса $\Theta_e \sim \Theta_i$ (т. е. $r_e \sim r_i$), то за счет излучения r_e уменьшается, что оправдывает применимость уравнения Фоккера—Планка для ионов в ультрарелятивистском случае.

Сказанное здесь, разумеется, будет справедливым, если излучение не поглощается на расстояниях порядка толщины ударной волны. Поскольку в данном случае

$$\frac{|\Omega_{He}|}{\omega_{0e}} \sim \sqrt{\frac{\Theta_i}{m_e c^2}} \gg 1, \tag{30}$$

то для $\tau_{p/e}$ — времени поглощения фотонов на электронах — имеем [9]

$$\tau_{p/e} \sim \frac{|\Omega_{He}|}{\omega_{0e}^2} \gamma_e^2. \tag{31}$$

Отсюда отношение

$$\frac{T_i}{\tau_{p/e}} \sim \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \left(\frac{p_{\perp i}}{n\Theta_e}\right)^2 \sqrt{\frac{m_e c^2}{\Theta_i}} \frac{\sqrt{\gamma_i}}{\gamma_e^2}. \tag{32}$$

Из (32) вытекает, что в интересующем нас диапазоне энергий $T_i \ll \tau_{p/e}$, т. е. излучение не поглощается внутри ударной волны.

Представляет интерес теперь оценить влияние слабых вмороженных полей $(H_0^2 \ll n\Theta_i)$ на характер изотропизации функции распределения. Проиллюстрируем это на примере, когда электроны ультрарелятивистские, а ионы нерелятивистские с анизотропным распределением по скоростям. Выясним прежде всего характер развития неустойчивости в области длинных волн, не меньше ларморовских радиусов частиц в поле H_0, для случая $\Theta_{\parallel i} > \Theta_{\perp i}$. Используя (8), найдем значение k, соответствующее максимальному инкременту

$$k_g^2 = \frac{1}{r_{H_i}^2} \frac{H_0^2}{8\pi n \Theta_{\parallel i}} \left[\frac{4\pi \Delta P}{H_0^2} - 1\right] \left(\frac{\Theta_e}{\Theta_i} \ll \frac{m_i}{\gamma_e m_e}\right), \tag{33а}$$

$$k_g^2 = \frac{1}{r_{He}^2} \frac{m_i H_0^2}{\gamma_e m_e 8\pi n \Theta_e} \left[\frac{4\pi \Delta P}{H_0^2} - 1\right] \left(\frac{\Theta_e}{\Theta_i} \gg \frac{m_i}{\gamma_e m_e}\right). \tag{33б}$$

Оценивая амплитуду магнитного поля длинноволновых возмущений из кинетического уравнения для ионов, а время изотропизации из (21), получим, что в случае (33а) время изотропизации в данной волновой области будет $T_{igp} \sim \frac{1}{\Omega_H}$ (если $\Delta\Theta_i \sim \Theta_{\parallel i}$), а для случая (33б)

$$T_{igp} \sim \frac{1}{\Omega_{Hi}} \Big/ \frac{m_i \Theta_{\perp i}}{m_e \gamma_e \Theta_e} \sqrt{\frac{\Delta\Theta_i}{\Theta_{\perp i}}}. \tag{34}$$

Если

$$H_0 \ll \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \sqrt{n m_e c^2 \gamma_e} \sqrt{\gamma_e} \sqrt{\frac{\Delta\Theta_i}{\Theta_{\| i}}}, \tag{35}$$

то, как нетрудно видеть, существует область волновых чисел, где влияние вмороженного поля несущественно, а развитие неустойчивости при $m_i\Theta_i \gg m_e\gamma_e\Theta_e$ определяется электронами [см. (13), где нужно теперь k_{oe} заменить на k_{0i}].

Сравнивая время изотропизации в этой коротковолновой области с T_{igp} в случае (33а), видим, что если

$$H_0 \gg \frac{\gamma_e m_e \Theta_e}{m_i \Theta_{\| i}} \sqrt{n\Delta\Theta_i}, \tag{36}$$

то на характер изотропизации основное влияние оказывают длинные волны: толщина ударных волн тогда по порядку величины совпадает с ионным ларморовским радиусом в поле H_0 (если $\Delta\Theta \sim \Theta_{\| i}$). Из (36) видим, что с ростом энергии электронов влияние вмороженных полей на развитие нелинейного режима падает.

В случае (33б) длинные волны не оказывают влияния на развитие нелинейного режима в слабых магнитных полях $(H_0^2 \ll n\Delta\Theta_i)$. Сравним еще время рассеяния нерелятивистских ионов за счет парных соударений $\tau_D^{i/i}$ с временем изотропизации в случае, когда электроны ультрарелятивистские, а $H_0 = 0$

$$\frac{\tau_D^{i/i}}{T_i} \sim \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \left(\frac{v_i}{c}\right)^2 \sqrt{\frac{\Delta\Theta}{\Theta_{\perp i}}} \frac{\gamma_e^2}{\sqrt{n}\, r_0^{3/2} L}. \tag{37}$$

Из (37) видим, что во многих практически интересных случаях влияние парных соударений на характер протекающих процессов в плазме мало, причем тем меньше, чем больше энергия электронов.

Выражаю благодарность профессору Д. А. Франк-Каменецкому и Р. З. Сагдееву за ценные советы.

Литература

[1] Л. И. Рудаков, Р. З. Сагдеев. Сб. „Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, *III*, 268. Изд. АН СССР, М., 1958. — [2] А. А. Веденов, Р. З. Сагдеев. Сб. „Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций“, *III*, 278. Изд. АН СССР, М., 1958. — [3] S. Chandracekhar, A. Konfmann, K. Watson. Proc. Roy. Soc., *A245*, 435, 1958. — [4] Г. М. Заславский, С. С. Моисеев. ПМТФ, *6*, 24, 1961. — [5] И. М. Халатников. ЖЭТФ, *27*, 529, 1954. — [6] Г. М. Заславский, С. С. Моисеев, Докл. на III рижской конференции по магнитной гидродинамике, Рига, 1962. — [7] Г. М. Заславский, С. С. Моисеев. ЖЭТФ, *42*, 1962. — [8] С. С. Моисеев, Р. З. Сагдеев. Докл. на Всесоюзной конференции по магнитной гидродинамике. М., 1962. — [9] А. И. Ахиезер, В. Ф. Алексин, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский. ЖЭТФ, *42*, 552, 1962.

Поступило в Редакцию
6 августа 1962 г.