Физика плазмы и плазменные методы

УДК 533.9

Границы устойчивости вращающейся вязкой плазмы в магнитном поле

Н.М. Горшунов, Е.П. Потанин

Рассматривается влияние холловских эффектов и вязкости на устойчивость вращающегося потока слабоионизованной плазмы при наличии сдвига окружной скорости. Анализ выполнен в рамах линейного приближения на основе системы уравнений магнитной гидродинамики. Показано, что при однонаправленных векторах <<Eqn001.wmf>> и В неустойчивость может наблюдаться только при значительных параметрах сдвига угловой скорости, тогда как в противоположном случае она должна развиваться при существенно меньших сдвигах.

PACS: 47.20.Qr, 52.30.Cv
Ключевые слова: вращающаяся плазма, устойчивость, эффект Холла, вязкость.

Введение

Вращательные потоки проводящих электрический ток сред и, в первую очередь, плазмы находят применение во многих областях техники: накопление энергии [1], термоядерные исследования [2], центробежное разделение газовых смесей и изотопов [3, 4]. Вращающиеся потоки наблюдаются и в космосе. Большой интерес вызывают вращающиеся объекты в астрофизике [5].

Устойчивости вращающейся плазмы посвящено большое число работ, причем основное внимание уделяется исследованию идеально или сильно проводящей плазмы [6–14]. В 1959 году применительно к абсолютно проводящей жидкости в рамках уравнений магнитной гидродинамки Велиховым была теоретически предсказана неустойчивость неоднородно вращающейся в осевом магнитном поле абсолютно проводящей среды [6]. Неустойчивость была названа магнитовращательной неустойчивостью (МВН). Она связана с возбуждением при больших магнитных числах Рейнольдса азимутальной компоненты магнитного поля, которая способствует (через механизм возбуждения соответствующей амперовой силы) усилению радиальной компоненты силы Кориолиса и нарастанию первоначального радиального смещения элемента объема среды. В слабопроводящих жидкостях или плазме МВН не развивается, поскольку индуцированные магнитные поля малы. Тем не менее, в [10, 14] при исследовании МВН было обращено внимание на то, что в достаточно разреженной плазме, когда проявляются холловские эффекты, возможен другой механизм потери устойчивости в случае противоположных направлений угловой скорости вращения плазмы Ω и внешнего магнитного поля $\mathbf{B}$ ($\Omega\uparrow\downarrow\mathbf{B}_0$). В [15] этот механизм рассматривался в пределе слабо проводящей среды и в пренебрежении вязкими силами. В настоящей работе холловский механизм развития неустойчивости в слабопроводящей плазме исследуется с учетом конечной вязкости среды.

Постановка задачи подробно изложена в [15]. Вращение проводящей среды осуществляется в пространстве между двумя вращающимися концентрическими абсолютно проводящими цилиндрами с радиусами поверхностей, соприкасающихся с проводящей средой, а именно, R_1 и R_2 при наличии продольного однородного магнитного поля $\mathbf{B}$. Цилиндры могут вращаться с различными постоянными угловыми скоростями $\Omega_1=\Omega(R_1)$ и $\Omega_2=\Omega(R_2)$. В данной работе будем считать, что цилиндры вращаются в одну сторону.

Систему МГД-уравнений в случае вязкой несжимаемой жидкости запишем в форме [16, 17]

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t}+(\mathbf{V}\nabla)\mathbf{V}=-\frac{1}{\tilde{n}}\nabla P+\ \nabla^2\mathbf{V}+\mathbf{j}\times\mathbf{B}\,, \qquad (1)$$

$$\nabla\mathbf{V}=0\,. \qquad (2)$$

К ней следует добавить обобщенный закон Ома с учетом эффекта Холла

Горшунов Николай Михайлович, ст. научн. сотр.
Потанин Евгений Петрович, вед. научн. сотр.
НИЦ «Курчатовский институт».
Россия, 123182, Москва, пл. Курчатова, 1.
Тел.: (8–499) 196–77–28
E-mail: gorshunov_nm@nrcki.ru;
potanin_ep@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 15 ноября 2013 г.

$$\mathbf{j}=\sigma[\mathbf{E}+\mathbf{V}\times\mathbf{B}-\beta(\mathbf{j}\times\mathbf{B})]\,, \qquad (3)$$

где $\mathbf{V}$ — скорость среды, P — давление, $\mathbf{j}$ — плотность электрического тока, $\mathbf{B}$ — индукция магнитного поля, $\mathbf{E}$ — напряженность электрического поля, ∇ — векторный оператор набла, $\beta=\frac{\eta}{\rho}$ — коэффициент кинематической вязкости среды, ρ — ее массовая плотность, η — коэффициент динамической вязкости, σ — проводимость плазмы вдоль магнитного поля, $\beta=\frac{1}{n_e e}$, n_e — плотность электронов.

Линейный анализ устойчивости вращающейся проводящей среды с учетом вязких сил

Вектор индукции внешнего магнитного поля $\mathbf{B}_0$ направим вдоль положительной оси z. Он может как совпадать по направлению с вектором угловой скорости вращения цилиндров, а следовательно, и угловой скорости плазмы $\mathbf{\Omega}(r)$ (($\Omega\uparrow\uparrow\mathbf{B}_0$)), так и быть противоположен ей (($\Omega\uparrow\downarrow\mathbf{B}_0$)). Ось z направим вдоль магнитного поля $\mathbf{B}_0$. Предположим, что в невозмущенном состоянии профиль угловой скорости основного потока характеризуется некоторой функцией радиуса $\Omega(r)$, радиальная и осевая компоненты скорости равны нулю, радиальный градиент давления уравновешивается центробежной силой $\rho\Omega^2 r=\frac{dp_0}{dr}$, электрические токи $\mathbf{J}_0$ отсутствуют в силу разомкнутости внешней цепи, а невозмущенное радиальное электрическое поле «уравновешивается» лоренцевым членом, т.е.

$$E_{r0}=-\Omega(r)rB_z\,. \qquad (4)$$

В такой постановке задачи направление основного радиального электрического поля $\mathbf{E}_{r0}$ зависит от знака величины $\Omega(r)$.

Будем исследовать устойчивость невозмущенного течения по отношению к осесимметричным возмущениям, пренебрегая зависимостью компонент скорости и магнитного поля от координаты φ в пренебрежении сжимаемостью плазмы. Рассмотрим случай слабопроводящей среды, когда можно пренебрегать индуцированным магнитным полем. В этом случае $\mathbf{B}=\mathbf{B}_0$. Однако, в отличие от [15], будем учитывать вязкость среды, полагая конечным магнитное число Прандтля $Pm=\sigma\mu_0\nu$. Скорости среды и давление зададим в виде следующих выражений:

$$v_r=u_1(r,z,t)\,,\ v_\varphi=\Omega(r)r+v_1(r,z,t)\,,$$

$$V_z=w_1(r,z,t)\,,\ P=p_0(r)+p_1(r,z,t)\,. \qquad (5)$$

Добавки к основным величинам в (5) будем считать малыми. Компоненты плотности электрического тока рассчитываются из обобщенного закона Ома (3). Линеаризованная система МГД-уравнений в проекциях на оси r, φ и z принимает вид

$$\rho\frac{\partial u_1}{\partial t}-2\rho\Omega v_1= =-\frac{\partial p_1}{\partial r}-\frac{\sigma u_1B_0^2}{1+\chi^2}+\frac{\sigma v_1B_0^2\chi}{1+\chi^2}+\eta\frac{\partial^2u_1}{\partial z^2}\,, \qquad (6)$$

$$\rho\frac{\partial v_1}{\partial t}+\rho u_1\left(2\Omega+r\frac{d\Omega}{dr}\right)= =-\frac{\sigma v_1B_0^2}{1+\chi^2}-\frac{\sigma u_1B_0^2\chi}{1+\chi^2}+\eta\frac{\partial^2v_1}{\partial z^2}\,, \qquad (7)$$

$$\rho\frac{\partial w_1}{\partial t}=-\frac{\partial p_1}{\partial z}+\eta\frac{\partial^2w_1}{\partial z^2}\,, \qquad (8)$$

$$\frac{\partial u_1}{\partial r}+\frac{u_1}{r}+\frac{\partial w_1}{\partial z}=0\,, \qquad (9)$$

где $\chi=\beta\sigma B_0$ — параметр Холла. В отличие от соответствующих уравнений движения (11) — (13) работы [15], в правых частях уравнений (6) — (7) оставлены члены, описывающие силы вязкости.

Полагая в дальнейшем

$$v_1=v(r)\exp(i(\omega t+kz))\,,$$

$$u_1=u(r)\exp(i(\omega t+kz))\,,$$

$$w_1=w(r)\exp(i(\omega t+kz))\,,$$

$$p_1=p(r)\exp(i(\omega t+kz))\,, \qquad (10)$$

где k— продольное волновое число, и подставляя (10) в (6) — (9), исключая $p(r)$, $v(r)$ и $w(r)$, получим систему уравнений для амплитуд возмущений:

$$i\omega u-2\Omega v=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r}-\frac{\sigma uB^2}{\rho(1+\chi^2)}+ +\frac{\sigma vB^2\chi}{\rho(1+\chi^2)}-\nu k^2u\,, \qquad (11)$$

$$i\omega v+u\left(2\Omega+r\frac{d\Omega}{dr}\right)= =-\frac{\sigma vB_0^2}{\rho(1+\chi^2)}-\frac{\sigma u_1B_0^2\chi}{\rho(1+\chi^2)}-\nu k^2v\,, \qquad (12)$$

$$i\omega w=-\frac{ikp}{\rho}-\nu k^2w\,, \qquad (13)$$

$$\frac{\partial u}{\partial r}+\frac{u}{r}+ikw=0\,. \qquad (14)$$

Исключая из (11) ─ (14) v w и p, получим дисперсионное соотношение:

$$\omega^2-2i\omega\left(\frac{\sigma B_0^2}{\rho(1+\chi^2)}+\nu k^2\right)-\left(\frac{\sigma B_0^2}{\rho(1+\chi^2)}+\nu k^2\right)^2-\left(2\Omega+\frac{\sigma B_0^2\chi}{\rho(1+\chi^2)}\right)\left(2\Omega+r\frac{d\Omega}{dr}+\frac{\sigma B_0^2\chi}{\rho(1+\chi^2)}\right)=$$
$$\omega\left(\omega+\frac{\nu k^2}{i}\right)(1-i\frac{\sigma B_0^2}{(1+\chi^2)\omega\rho}-\frac{i\nu k^2}{\omega})\frac{1}{uk^2}\frac{d}{dr}(\frac{du}{dr}+\frac{u}{r}) \tag{15}$$

Отметим, что при $\nu\to 0$ соотношение (15) совпадает с дисперсионным уравнением работы [15].

В рамках локального подхода [18] дисперсионное соотношение принимает вид:

$$\omega^2-2i\omega\left(\frac{\sigma B_0^2}{\rho(1+\chi^2)}+\nu k^2\right)-\left(\frac{\sigma B_0^2}{\rho(1+\chi^2)}+\nu k^2\right)^2-\left(2\Omega+\frac{\sigma B_0^2\chi}{\rho(1+\chi^2)}\right)\left(2\Omega+r\frac{d\Omega}{dr}+\frac{\sigma B_0^2\chi}{\rho(1+\chi^2)}\right)=0 \tag{16}$$

Условие неустойчивости связано с наличием отрицательных мнимых корней уравнения (16). Его решение можно представить в форме:

$$\omega_{1,2}=i\left(\frac{\sigma B_0^2}{\rho(1+\chi^2)}+\nu k^2\right)\pm\sqrt{\left(2\Omega_0+\frac{\chi}{1+\chi^2}\frac{\sigma B_0^2}{\rho}\right)\left(2\Omega_0+\frac{\chi}{1+\chi^2}\frac{\sigma B_0^2}{\rho}+r\frac{d\Omega}{dr}\right)}, \tag{17}$$

где Ω_0 ─ угловая скорость среды на некотором радиусе r_0. Величина Ω_0 может принимать как положительное, так и отрицательное значение в зависимости от направления угловой скорости вращения цилиндров.

Введем безразмерную величину

$$\delta_{1,2}=\frac{\omega_{1,2}}{|\Omega_0|}=i\left(\frac{S}{(1+\chi^2)}+n\right)\pm\sqrt{\left(2\Omega_0^*+\frac{\chi S}{1+\chi^2}\right)\left(2\Omega_0^*+\frac{\chi S}{1+\chi^2}+r\frac{d\Omega^*}{dr}\right)}, \tag{18}$$

где $S=\frac{\sigma B^2}{\rho|\Omega_0|}$, $n=\frac{\nu k^2}{|\Omega_0|}$, $\Omega^*(r)=\frac{\Omega(r)}{|\Omega_0|}$, $\Omega_0^*=\frac{\Omega_0}{|\Omega_0|}$.

Обратимся сначала к случаю отсутствия вязкости ($n=0$). Пусть Ω_0 >0, что соответствует однонаправленности векторов $\mathbf{\grave{U}}$ и $\mathbf{B}$. Тогда из (18) получим следующее выражение:

$$\delta_{1,2}=i\left(\frac{S}{(1+\chi^2)}\right)\pm\sqrt{\left(2+\frac{\chi S}{1+\chi^2}\right)\left(2+\frac{\chi S}{1+\chi^2}+r\frac{d\Omega^*}{dr}\right)}, \tag{19}$$

Отметим, что первый член в (19) описывает эффект омического затухания возмущений.

Если $\frac{d\Omega^*}{dr}$ >0, то подкоренное выражение всегда положительно и отрицательных мнимых корней нет. Вращательный поток устойчив. Если

$$\frac{d\Omega^*}{dr}<0$$

$$2+\frac{S\chi}{1+\chi^2}+r\frac{d\Omega^*}{dr}>0,$$

то опять имеем устойчивое вращение.

Если же

$$2+\frac{S\chi}{1+\chi^2}+r\frac{d\Omega^*}{dr}<0,$$

то следует рассмотреть два случая:

а) $$\left(\frac{S}{(1+\chi^2)}\right)\ge\sqrt{\left(2+\frac{\chi S}{1+\chi^2}\right)\left(-2-\frac{\chi S}{1+\chi^2}+m\right)},$$

б) $$\left(\frac{S}{(1+\chi^2)}\right)<\sqrt{\left(2+\frac{\chi S}{1+\chi^2}\right)\left(-2-\frac{\chi S}{1+\chi^2}+m\right)}, \tag{20}$$

где $m=\left|r\frac{d\Omega^*}{dr}\right|$ ─ относительный сдвиг, а для корня берется его положительное значение. Очевидно, что в случае а) течение устойчиво, в б) ─ неустойчиво.

Оценим возможности потери устойчивости в случае б). Рассмотрим аргоновую плазму со следующими параметрами: плотность нейтральных частиц $n=10^{19}$ м$^{-3}$, концентрация электронов $n_e=10^{17}$ м$^{-3}$, температура электронов $T_e=1$ эВ, магнитная индукция $B=0{,}1$ Тл, $\Omega_0=2\cdot10^3$ с$^{-1}$. При этих параметрах примем проводимость плазмы $\sigma=4\cdot10^3$ Ом$^{-1}$м, массовую плотность $\rho=7\cdot10^{-7}$ кг/м^3. Тогда величины основных безразмерных параметров равны: $S=2{,}8\cdot10^4$, $\chi=2{,}5\cdot10^4$. Как нетрудно видеть из (20, б), условие неустойчивости при $\chi\gg1$, сводится к

$$m > 2 + \frac{S}{\chi} + \frac{S^2}{\chi^3 (2\chi + S)}, \qquad (21)$$

что для оцененных выше параметров соответствует неравенству $m > 3{,}1$. Следует отметить, что достижение в экспериментах таких больших сдвигов весьма затруднительно.

Рассмотрим случай, когда $\Omega_0 < 0$ ($\Omega\uparrow\downarrow\mathbf{B}_0$). Тогда из (18) имеем:

$$\delta_{1,2} = i\left(\frac{S}{(1+\chi^2)}\right) \pm \pm\sqrt{\left(-2 + \frac{\chi S}{1+\chi^2}\right)\left(-2 + \frac{\chi S}{1+\chi^2} + r\frac{d\Omega^*}{dr}\right)}. \qquad (22)$$

При приведенных выше величинах S и χ случай $\frac{\quad}{dr} < 0$ не приводит к неустойчивости, поскольку оба члена в скобках в подкоренном выражении отрицательны. Поэтому рассмотрим случай $m' = r\frac{d\Omega^*}{dr} > 0$. Отметим, что в рассматриваемом случае ($\Omega\uparrow\downarrow\mathbf{B}_0$) модуль угловой скорости уменьшается с радиусом.

Если

$$-2 + \frac{\chi S}{1+\chi^2} > 0,$$

то величина

$$-2 + \frac{\chi S}{1+\chi^2} + r\frac{d\Omega^*}{dr}$$

тем более больше нуля, и течение устойчиво.

Если

$$-2 + \frac{\chi S}{1+\chi^2} < 0,$$

то величина

$$-2 + \frac{\chi S}{1+\chi^2} + m'$$

может быть как меньше нуля, так и больше нуля. В последнем случае

$$-2 + \frac{\chi S}{1+\chi^2} + m' > 0 \qquad (23)$$

возможна неустойчивость. Аналогичное (21) условие развития неустойчивости сводится к неравенству

$$m' > 2 - \frac{S}{\chi} + \frac{S^2}{\chi^3 (2\chi - S)}, \qquad (24)$$

которое при заданных выше параметрах принимает вид:

$$m' > 0{,}88$$

Отметим, что в общем случае подкоренное выражение в (22) становится мнимым, а также когда первый сомножитель положителен, а второй отрицателен, то есть при выполнении неравенств:

$$2 - r\frac{d\Omega^*}{dr} > \frac{\chi S}{(1+\chi^2)} > 2$$

Дополнительно к этому условию необходимо, чтобы в равенстве (22) подкоренное выражение по модулю было больше, чем квадрат первого члена в правой части.

Для случая $\chi \gg 1$ и $S \ll \chi^2$, то есть для замагниченной плазмы, переходя от безразмерных параметров к характерным частотам, получаем простые выражения для критериев неустойчивости:

1) при $\Omega_0 > 0$ и $\frac{d\Omega_0}{dr} < 0$ $\; -r\frac{d\Omega_0}{dr} > (2\Omega_0 + \omega_i\alpha)$

2) при $\Omega_0 < 0$ и $\frac{d\Omega_0}{dr} > 0$ $\; r\frac{d\Omega_0}{dr} > -(2\Omega_0 + \omega_i\alpha)$

3) при $\Omega_0 < 0$ и $\frac{d\Omega_0}{dr} < 0$ $\; -r\frac{d\Omega_0}{dr} > (2\Omega_0 + \omega_i\alpha) > 0$

где $\omega_i = \frac{eB_0}{m_i}$ — циклотронная частота ионов, m_i — их масса, $\alpha = \frac{n_i}{n}$. Как видно, при $B_0 = 0$ все три неравенства сводятся к критерию неустойчивости Рэлея для вращения непроводящей среды. С ростом B_0 в случаях 1) и 3) магнитное поле стабилизирует вращение, и граница неустойчивости смещается в область сдвигов, которые были бы неустойчивы при отсутствии магнитного поля. В случае 2) магнитное поле дестабилизирует вращение в ранее устойчивой зоне.

Итак, в случае ($\Omega\uparrow\downarrow\mathbf{B}_0$) неустойчивость возбуждается как при $\frac{d\Omega^*}{dr} > 0$, так и при $\frac{d\Omega^*}{dr} < 0$ для сравнительно небольших относительных сдвигов, достижение которых уже вполне реально.

Учтем теперь вязкость. При этом условие неустойчивости в случае ($\Omega\uparrow\downarrow\mathbf{B}_0$), при выполнении неравенства

$$-2 + \frac{\chi S}{1+\chi^2} < 0,$$

принимает вид

$$\left(\frac{S}{(1+\chi^2)} + n\right)^2 < \left(2 - \frac{\chi S}{1+\chi^2}\right)\left(-2 + \frac{\chi S}{1+\chi^2} + m'\right). \qquad (25)$$

В рассматриваемом случае $\chi \gg 1$ и $\frac{S}{\chi^2} \ll 1$, поэтому из (25) получим

$$m' > 2 - \frac{S}{\chi} + \frac{n^2\chi}{(2\chi - S)}. \qquad (26)$$

Поскольку $2\chi - S > 0$, вязкость оказывает стабилизирующее влияние на устойчивость.

Полагая $k_{\min} = \frac{\pi}{L}$, где L — длина цилиндров и учитывая соотношение $n = \frac{\nu k_{\min}^2}{|\Omega|}$, при $L = 1$ м, $\eta = 10^{-4}$ кг/ (мс), получим из (26) $m' > 1{,}43$. Как видно, при данных значениях параметров плазмы вязкость оказывает существенное влияние на устойчивость потока.

Заключение

В рамках локального подхода и в пренебрежении индуцированным магнитным полем исследовано влияние холловских эффектов на устойчивость вращения плазмы со сдвигом окружной скорости при наличии внешнего продольного магнитного поля. Выполнен учет как электромагнитных сил, связанных с протеканием холловских токов, так и вязкости среды. Подробно изучено влияние направления вращения среды. Показано, что с учетом эффекта омического затухания режим вращения, при котором направления угловой скорости плазмы и магнитного поля противоположны, является наиболее благоприятным для развития неустойчивости. Наличие магнитного поля стабилизирует вращение при $\Omega_0 > 0$ для $\frac{d\Omega_0}{dr} < 0$ и при $\Omega_0 < 0$ для $\frac{d\Omega_0}{dr} < 0$. Кроме того, оно может вызвать развитие неустойчивости в зоне устойчивого по Рэлею вращения только при $\Omega_0 < 0$ для $\frac{d\Omega_0}{dr} > 0$. Показано, что в диапазоне больших значений параметра Холла χ вязкость оказывает стабилизирующее влияние на вращение плазмы.

Работа поддержана грантом РФФИ 12–02 120020 офи_м.

Литература

1. *Anderson O., Baker W.* R., *Bratenahl A., et al.* //J. Appl. Phys. 1959. V. **30.** P. 188.
2. *Волосов В.И., Деменев В.В., Стешов А.Г., Чуркин И.Н.* //**Прикладная физика. 2000.** № 4. С. 22.
3. *Карчевский А.* И.,. *Потанин Е.* П, *Жданов В.* М. // Письма в ЖТФ. 1978. Т. 4. № . 9. С. 507.
4. *Карчевский А.И., Потанин Е.П.* Плазменные центрифуги. ИЗОТОПЫ. Свойства, получение, применение. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005
5. *Велихов Е.П.*// Письма в ЖЭТФ. 2005. *Т.* 82. № 11. *С.* 785.
6. *Велихов Е.П.*// ЖЭТФ. 1959. Т. 36. С. 1398.
7. *Веденов А.А., Велихов Е.П. Сагдеев Р.З.*//УФН. 1961. Т. 73. С. 593.
8. *Balbus S.A., Hawley J.F.*// Astrophys. J. 1991.V. 376. P. 214.
9. *Balbus S.A., Hawley J.F.*//Rev. of Mod. Phys. 1998. V. 70. No. 1, P. 1.
10. *Balbus S.A. and Terquem C.*// Astrophys. J. 2001. V. 552. P. 235.
11. *Михайловский А.Б.*, Ломинадзе Дж.Г., *Чуриков А.П.*, и др. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 10. С. 908.
12. *Noguchi K, Pariev V.I., Colgate S.A. et al.* Preprint typeset LATEX styleemulateapj, V. 14/09/00, February 1, 2008. P. 1.
13. *Шалыбков Д.А.* // УФН, 2009. Т. 179. № 9. С. 971.
14. *Ebrahimi F., Lefebvre B., Forest C.B. and Bhattachrjee,* //Phys. Plasmas, 2011. V. 18. P. 062904.
15. *Горшунов Н.М., Потанин Е.П.*// Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 2. С. 178.
16. *Куликовский А.Г., Любимов Г.А.* Магнитная гидродинамика. –М.: Логос, 2011.
17. *Гинзбург В.Л., Рухадзе А.А.* Волны в магнитоактивной плазме.— М.: Наука, 1975.

Boundary of stability of rotating plasma in magnetic field

N. M. Gorshunov and E. P. Potanin.

Kurchatov Institute National Research Centre
1 Kurchatov sq., Moscow, 123182, Russia
E-mail: potanin_ep@nrcki.ru

Received November 15, 2013

Influence of Hall effects and viscosity on stability of a rotating flow of weakly ionized plasma in the presence of azimuthal velocity shear is considered. The analysis is made in frames of linear approach on the basis of hydromagnetic equations system. It is shown that at unidirectional vectors Ω ***and*** B_0 ($\Omega\uparrow\downarrow\mathbf{B}_0$) ***an instability can be observed only at significant values of angular velocity shear, whereas in the case of*** $\Omega\uparrow\downarrow\mathbf{B}_0$ ***it has to develop at significantly smaller shear values.***

PACS: 47.20.Qr; 52.30.Cv
Keywords: rotating plasma, stability, the Hall effect, viscosity.

References

1. O. Anderson, W. R. Baker, A. Bratenahl, et al., J. Appl. Phys. **30**, 188 (1959)

2. V. I. Volosov, V. V. Demenev, A. G. Stescov and I. N. Churkin, Prilkadnaya Fizika, No. 4, 22 (2000).

3. A. I. Karchevskii, E. P. Potanin, and V. M. Zhdanov, Sov. Phys. Tech. Phys. Lett. **4**, 507 (1978).

4. A. I. Karchevskii and E. P. Potanin, *Plasma Centrifuges. Isotopes. Properties, Production, Application* (FIZMATLIT, Moscow, 2005) [in Russian].

5. E. P. Velikhov, Tech. Phys. Lett. **82**, 785 (2005).

6. E. P. Velikhov, Sov. Phys. JETP **36**, 1398 (1959).

7. A. A. Vedenov, E. P. Velikhov, and R. Z. Sagdeev, Usp. Fiz. Nauk **73**, 593 (1961).

8. S. A. Balbu and J.F. Hawley, Astrophys. J. **376**, 214 (1991).

9. S. A. Balbus and J. F. Hawley, Rev. Mod. Phys. **70**, No. 1, 1 (1998).

10. S. A. Balbus and C. Terquem, Astrophys. J. **552**, 235 (2001).

11. A. B. Mikhailovskii, J. G. Lominadze, A. P. Churikov, et al., Plasma Phys. Rep., **34**, 908 (2008).

12. K. Noguchi, V. I. Pariev, S. A. Colgate, et al. Preprint typeset LATEX styleemulateapj, V. 14/09/00 (February 1, 2008).

13. D. A. Shalybkov, Usp. Fiz. Nauk **179**, 971 (2009).

14. F. Ebrahimi, B. Lefebvre, C. B. Fores, and Bhattachrjee, Phys. Plasmas **18**, 062904 (2011).

15. N. M. Gorshunov and E. P. Potanin, Uspekhi Prikladnoi Fiziki **1**, 178 (2013).

16. A. G. Kulikovskii and G. A. Lubimov, *Magnetic Hydrodynamics*. (Logos, Moscow, 2011) [in Russian].

17. V. L. Ginzburg and A. A. Rukhadze, *Waves in Magnetoactive Plasmas* (Nauka, Moscow, 1975) [in Russian].