



УДК 533.951

**Заборонкова Татьяна Михайловна**, д.ф.-м.н., профессор, ФГБУ ВО «НГТУ» им. Р.Е. Алексеева 603950 г. Нижний Новгород, ул. Минина 24.

**Мясников Евгений Николаевич**, д.ф.-м.н., зав. кафедрой физики ФГБУ ВО «ВГУВТ» Волжский государственный университет водного транспорта 603951, г. Нижний Новгород, ул. Нестерова, 5.

### ВОЛНЫ МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЫ В ОДНОЖИДКОСТНОМ И ДВУХЖИДКОСТНОМ ПРИБЛИЖЕНИЯХ

*Аннотация. Приведены решения уравнений магнитной гидродинамики (МГД), которые допускают существование в одножидкостном и двухжидкостном приближениях двух типов линейно независимых волн - альфвеновской и МГД-дрейфовой. Последняя из них имеет круговую поляризацию и является вращательно не инвариантной по отношению к направлению внешнего магнитного поля. В магнитоактивной плазме дрейфовые МГД-волны могут приводить к развитию гиротропной турбулентности возмущений плотности плазмы.*

*Ключевые слова: одножидкостная, двухжидкостная магнитная гидродинамика (МГД), плазма верхней ионосферы, дрейфовая МГД-волна, вращательно неинвариантная турбулентность плазмы, искусственная ионосферная турбулентность.*

Задача о генерации квазистатических вихревых полей во вращающейся проводящей жидкости впервые возникла применительно к проблеме образования магнитных полей планет и звезд в космической плазме в начале 20-го века, и в дальнейшем получила широкое развитие [1 - 3]. Было установлено, что необходимыми условиями этих процессов являются: наличие дифференциального вращения проводящей жидкости и нарушение отражательной симметрии возмущений относительно возбуждаемого магнитного поля. В теории образования неоднородной структуры в верхней ионосфере и магнитосфере Земли долгое время считалось, что флуктуационные электрические поля, сопровождающие развитие неоднородностей электронной концентрации, являются потенциальными. Последнее приводило к ряду противоречий, среди которых основным считалось требование экстремально высокой *степени вытянутости* возмущений плазмы относительно внешнего стационарного магнитного поля. Указанного противоречия удалось избежать при учете механизма генерации квазистатических мелкомасштабных индукционных электрических полей, известного как эффект Холла, при протекании квазистатического диамагнитного тока [4]. В настоящей работе рассмотрены решения уравнений МГД в одножидкостном (альфвеновская волны [5]) и двухжидкостном (дрейфовая МГД волна) приближениях в условиях близких к верхней ионосфере Земли и показано, что дрейфовые волны могут приводить к развитию гиротропной турбулентности возмущений плотности плазмы.

## 1. СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ ДВУХЖИДКОСТНОЙ МГД

Система квазигидродинамических (КГД) уравнений для электронов и ионов имеет вид [4,6]:

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{V}_\alpha n_\alpha = 0, \quad (1)$$

$$m_\alpha \frac{\partial \mathbf{V}_\alpha}{\partial t} = \pm e \mathbf{E} \pm e [\mathbf{V}_\alpha \times \mathbf{B}] - \frac{\nabla p_\alpha}{n_\alpha} - Z_\alpha \frac{v_{ei}}{en} \mathbf{J} - m_\alpha v_{\alpha n} \mathbf{V}_\alpha. \quad (2)$$

Здесь введены следующие обозначения:  $n_\alpha$  – концентрации ионов ( $\alpha = i$ ) и электронов ( $\alpha = e$ ),  $\mathbf{E}$  – напряженность электрического поля,  $\mathbf{B}$  – индукция магнитного поля,  $\mathbf{J}$  – плотность тока, коэффициенты  $Z_\alpha = \pm 1$  отвечают однозарядным ионам и электронам,  $\mathbf{V}_\alpha$  – скорости заряженных частиц,  $p_\alpha = n_\alpha T_\alpha$  – парциальные газокинетические давления,

$T_\alpha$  – температуры, выраженные в энергетических единицах системы СГС,  $m_\alpha$  – массы,  $v_{\alpha n}$ ,  $v_{\alpha i}$ , – эффективные частоты соударений заряженных частиц с нейтральными и между собой,  $e$  – модуль заряда электрона,  $c$  – скорость света.

В низкочастотном приближении уравнения (1, 2) должны быть дополнены уравнениями для низкочастотных электромагнитных полей [4]

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (3)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}, \quad (4)$$

в которых поля  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$  связаны друг с другом через плотность тока  $\mathbf{J}$ .

Электрическое поле  $\mathbf{E}'$  в *лагранжевой* (локальной) системе отсчета, движущейся вместе с элементом жидкости проводящей среды, связано с полем  $\mathbf{E}$  в *эйлеровой* (лабораторной) системе преобразованием Лоренца:

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{V} \times \mathbf{B}], \quad (5)$$

где  $V \ll c$  – скорость дрейфа более тяжелой ионной компоненты ( $m_e \ll m_i$ ). В этом случае магнитное поле  $\mathbf{B} = \mathbf{B}'$  и плотность тока  $\mathbf{J} = \mathbf{J}'$  в лабораторной и локальной системах отсчета совпадают. В идеальной плазме внутреннее электрическое поле отсутствует ( $\mathbf{E}' = 0$ ), что приводит к условию *вмороженности* возмущений магнитного поля в проводящую среду ( $d\mathbf{B}/dt = 0$ ). Далее будем считать, что температуры электронов и ионов примерно равны между собой ( $T_e \geq T_i$ ), суммарное газокинетическое давление значительно меньше плотности энергии внешнего магнитного поля, и частоты соударений удовлетворяют условиям сильно замагниченной плазмы

$$\frac{n(T_e + T_i)}{8\pi B_0^2} \ll 1, \quad \frac{v_e}{\omega_{Be}} \ll \frac{v_i}{\omega_{Bi}} \ll 1. \quad (6)$$

Здесь  $B_0$  – индукция внешнего магнитного поля,  $\omega_{B\alpha} = eB_0/m_\alpha c$  – гирочастоты ионов и электронов.

## 2. ДИФФУЗИЯ ПЛАЗМЫ В КВАЗИГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

В изотропной низкотемпературной плазме при  $r_D^2/l^2 \ll 1$  выполняется условие квазинейтральности, при котором концентрации ионов и электронов совпадают ( $n_e = n_i$ ). Здесь  $l$  – характерный масштаб неоднородностей плазмы,  $r_D = T_e/4\pi e^2 n_0$  – радиус Дебая.

Квазинейтральность плазмы образуется в результате возникновения самосогласованного потенциального электрического поля, удовлетворяющему равновесию Больцмана

$$\mathbf{E} = -\nabla\varphi = \frac{T_e}{e} \frac{\nabla n}{n}, \quad (7)$$

где потенциал  $\varphi$  определяет более подвижная электронная компонента ( $m_e \ll m_i$ ). При этом амбиполярная диффузия плазмы происходит с коэффициентом, значение которого пропорционально коэффициенту диффузии менее подвижной ионной компоненты [7]. Стационарные уравнения движения заряженных частиц ( $\partial \mathbf{V}_\alpha / \partial t = 0$ ) приводят к выражению для плотности тока [8]:

$$\mathbf{J} = en(\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_e) = \frac{(T_e + T_i)}{B_0^2} [B_0 \times \nabla n] - eD_{i\perp}(\nabla n - \frac{e}{T_i} \mathbf{E}) + eD_{e\parallel}(\nabla_z n - \frac{e}{T_i} E_z) \mathbf{e}_z. \quad (8)$$

Здесь магнитное поле  $\mathbf{B}_0$  направлено вдоль оси  $z$  декартовой системы координат  $x, y, z$ ,  $\mathbf{e}_z$  – орт данной оси. Коэффициенты поперечной ионной  $D_{i\perp} = \frac{(T_e + T_i)}{m_i \omega_{Bi}^2}$  и  $D_{ie\parallel} = \frac{(T_e + T_i)}{m_i v_e}$  электронной продольной диффузии удовлетворяют условию  $\mu = \frac{D_{i\perp}}{D_{e\parallel}} = \frac{v_i v_e}{\omega_{Bi} \omega_{Be}} \ll 1$ .

Первое слагаемое в правой части (8) является плотностью диамагнитного тока:

$$\mathbf{J}_\perp = en(\mathbf{V}_{\perp i} - \mathbf{V}_{\perp e}) = \frac{(T_e + T_i)}{B_0^2} [B_0 \times \nabla n]. \quad (9)$$

Второе и третье слагаемые в (8) являются плотностями поперечного и продольного токов проводимости (*короткого замыкания*). Как известно, диамагнитный ток приводит к условию частичного равновесия плазмы в магнитном поле, согласно которому плотность силы Ампера уравнивает поперечный к  $\mathbf{B}_0$  градиент газокINETического давления плазмы [4].

В работе [9] предполагалось, что амбиполярная диффузия в магнитоактивной плазме подчиняется *двуполярному* режиму и описывается параболическим анизотропным уравнением

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_{a\perp} \frac{\partial^2 n}{\partial r_\perp^2} + D_{a\parallel} \frac{\partial^2 n}{\partial z^2}. \quad (10)$$

Здесь  $D_{a\perp} = \frac{(T_e + T_i)v_e}{m_e \omega_{Be}^2}$  – коэффициент амбиполярной поперечной электронной диффузии,  $D_{a\parallel} = D_a$  – коэффициент продольной диффузии, который совпадает с коэффициентом диффузии изотропной плазмы. Заметим, что уравнение (10) остается линейным при любых относительных возмущениях электронной концентрации.

Для режима двуполярной диффузии согласно (8) является необходимым отсутствие токов проводимости в направлениях вдоль и поперек внешнего магнитного поля ( $j_z = j_\perp = 0$ ), при котором электрическое поле определяется выражениями:

$$E_z = -\frac{T_e}{en} \frac{\partial n}{\partial z}, \quad E_\perp = \frac{T_i}{ne} \nabla_\perp n. \quad (11)$$

В лабораторной плазме механизм двуполярной диффузии может быть реализован при наличии специальных граничных условий, например, диэлектрических стенок камеры, в которой находится плазма, имеющая форму цилиндра, ось которого совпадает с направлением внешнего магнитного поля  $\mathbf{B}_0$ , в этом случае протекание токов короткого замыкания вблизи стенок камеры отсутствует. При наличии проводящих стенок диффузия протекает значительно быстрее, чем в двуполярном режиме [10]. В безграничной плазме условия (11) могут быть также выполненными при распределении потенциала и концентрации концентрации плазмы вида [6]

$$\varphi = \varphi_e(z) + \varphi_i(r_\perp), \quad n = n_e(z) n_i(r_\perp) = n_0 e^{T_e \varphi_e(z)/e} e^{T_i \varphi_i(r_\perp)/e}. \quad (12)$$

Отметим, что для мелкомасштабных случайных возмущений концентрации плазмы выполнение условий (12) возможно при статистической независимости флуктуаций в направлении магнитного поля  $\mathbf{B}_0$  и в ортогональной ему плоскости. Если предположить, что для малых флуктуаций электронной концентрации  $\delta n = |n - n_0|/n_0 \ll 1$  внутреннее электрическое поле в плазме является потенциальным  $\mathbf{E} = -\nabla\varphi$ , то для его нахождения достаточно воспользоваться условием непрерывности плотности тока ( $\text{div } \mathbf{j} = 0$ ), согласно которому уравнение (8) преобразуется к виду:

$$\Delta_z n - \frac{e}{T_e} \nabla_z (n \nabla_z \varphi) = \mu \left( \Delta_{\perp} n + \frac{e}{T_e} \nabla_{\perp} (n \nabla_{\perp} \varphi) \right). \quad (13)$$

Из (13) следует, что диффузия малых возмущений концентрации происходит с униполярными коэффициентами, значения которых определяет параметр, зависящий от соотношения продольных и поперечных масштабов неоднородностей [Гуревич, Цедилина].

При  $l_{\perp}/l_z \gg \sqrt{\mu}$  – слабая степень вытянутости неоднородностей, потенциал определяет электронная компонента  $\varphi = \varphi_e = \frac{T_e}{e} \delta n$ , а диффузию флуктуаций униполярные ионные коэффициенты  $D_{ui\perp} = \frac{(T_e + T_i)v_i}{m_i \omega_{Bi}^2}$ ,  $D_{ui\parallel} = \frac{(T_e + T_i)}{m_i v_i}$ ,

При  $l_{\perp}/l_z \ll \sqrt{\mu}$  – сильная степень вытянутости, потенциал  $\varphi = \varphi_i = -\frac{T_i}{e} \delta n$ , определяет ионная компонента, и он становится отрицательным, а диффузию – электронные униполярные коэффициенты  $D_{ue\perp} = \frac{(T_e + T_i)v_e}{m_e \omega_{Be}^2}$ ,  $D_{ue\parallel} = \frac{(T_e + T_i)}{m_e v_e}$ . С учетом соотношений (6) значения коэффициентов  $D_{ui\perp} \gg D_{a\perp}$  и  $D_{ue\parallel} \gg D_{a\parallel}$ .

В случае  $l_{\perp}/l_z = \sqrt{\mu}$  потенциал обращается в нуль, и имеет место свободный разлет возмущений плазмы с поперечным ионным  $D_{i\perp}$  и продольным электронным  $D_{e\parallel}$  коэффициентами. Как следует из приведенных соотношений, диффузия плазмы с униполярными коэффициентами протекает существенно быстрее, чем в диполярном режиме [11].

Для точечного начального возмущения концентрации распределение потенциала в пространстве имеет квадрупольный вид, а уравнение диффузии имеет четвертый порядок по пространственным координатам [12]. Уравнение (13) является нелинейным и, как показывают численные расчеты [13], последнее приводит к анизотропной диффузии, которая характеризуется только двумя амбиполярными коэффициентами: продольным ионным и поперечным электронным, то есть близка к диполярному режиму.

### 3. УСЛОВИЯ РАВНОВЕСИЯ ДВУХЖИДКОСТНОЙ ИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ

Рассмотрим возможность существования решения, допускающего образование внутреннего индукционного электрического поля, которое может возникнуть при протекании в неоднородной плазме квазистатического диамагнитного тока (10). Для нахождения индукционного электрического поля  $\mathbf{E}'$  в лагранжевой системе отсчета воспользуемся стационарным уравнением движения для электронной компоненты – обобщенным законом Ома [4]

$$-\frac{T_e \nabla n}{e n} = \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{V}_{e\perp} \times \mathbf{B}_0], \quad (14)$$

где  $\mathbf{E} = -\nabla\varphi + \mathbf{E}'$ . Подставляя в (15) выражения (7) и (9), приходим к соотношению, определяющему индукционное электрическое поле в локальной системе отсчета ( $\mathbf{V}_{i\perp} = 0$ ):

$$\mathbf{E}' = -\frac{1}{c} [\mathbf{V}_{e\perp} \times \mathbf{B}_0] = \frac{(T_e + T_i)}{e} \frac{\nabla_{\perp} n}{n}. \quad (15)$$

Механизм возбуждения поля (15) аналогичен эффекту Холла, возникающему в проводнике с током, помещенном во внешнее магнитное поле [4].

Результирующее электрическое поле, представляющее сумму самосогласованного потенциального и индукционного полей, равно

$$\mathbf{E} = -\nabla\phi + \mathbf{E}' = -\frac{T_e}{e} \frac{\nabla n}{n} + \frac{(T_e + T_i)}{e} \frac{\nabla_{\perp} n}{n} = -\frac{T_e}{e} \frac{\nabla_z n}{n} + \frac{T_i}{e} \frac{\nabla_{\perp} n}{n}. \quad (16)$$

Сопоставляя (16) и (11) видим, что генерация индукционного электрического поля  $\mathbf{E}'$  обеспечивает выполнение условий, необходимых для протекания дуполярного режима диффузии.

Для получения уравнения переноса магнитного поля в двухжидкостном приближении в локальной системе отсчета выразим поле  $\mathbf{E}_{\perp}$  из (5) и подставим его в (3)

$$\partial \mathbf{B} / \partial t - \text{rot}[\mathbf{V}_{\perp} \times \mathbf{B}_0] + \text{rot} \mathbf{E}' = 0 \quad (17)$$

При выполнении условий (11) токи проводимости отсутствуют, следовательно магнитное поле возбуждается квазистатическим диамагнитным током (9). В двухжидкостном (дрейфовом) приближении токи проводимости отсутствуют, и возмущение магнитного поля создает только диамагнитный ток. Согласно (4) возмущение магнитного поля, создаваемое диамагнитным током при  $l_z \gg l_{\perp}$  составляет  $B_z \approx -\beta B_0 / 2$ . В этом случае влиянием возмущения магнитного поля на движение заряженных частиц можно пренебречь. Поскольку диамагнитный ток возбуждается значительно быстрее, чем происходит диффузия плазмы, уравнение (17) следует рассматривать в качестве стационарного ( $\partial \mathbf{B} / \partial t = 0$ ):

$$\text{rot}[\mathbf{V}_{\perp} \times \mathbf{B}_0] = [\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{B}_0] = \frac{(T_e + T_i)}{e} \text{rot} \frac{\nabla_{\perp} n}{n}, \quad (18)$$

где  $\boldsymbol{\omega} = \text{rot} \mathbf{V}_{\perp}$  – вихрь дрейфовой скорости. Уравнение (18) является дополнительным к (7) условием равновесия магнитоактивной плазмы в двухжидкостном приближении. Заметим, что индукционное поле  $\mathbf{E}'$  имеет как потенциальную, так и вихревую компоненту, которая может приводить к вращению плазмы с частотой порядка дрейфовой.

Вопрос о вращении плазмы во внешнем магнитном поле рассматривался ранее при исследованиях динамики  $\theta$ -пинча – сгустка плазмы, имеющего форму цилиндра, ось которого наклонена под углом  $\theta$  к внешнему магнитному полю [14, 15].

При отклонении оси -пинча от направления внешнего магнитного поля на угол  $\theta$  возмущение регулярного магнитного поля в локальной системе отсчета составляет  $\mathbf{B}' = \mathbf{B}_0 \sin \theta$  и превышает кинетическую энергию возмущения плотности плазмы, возникающую при его вращении с дрейфовой скоростью при выполнении соотношения

$$B_0^2 \sin^2 \theta / 8\pi > n m_i V_{\perp}^2 / 2. \quad (19)$$

Подставляя в (20) значение дрейфовой скорости  $V_{\perp} = c(T_e + T_i) / (e B_0) \nabla_{\perp} n / n$  и, учитывая, что  $\sin \theta = l_{\perp} / \sqrt{l_{\perp}^2 + l_z^2}$ , приходим условию:

$$l_{\perp}^2 > r_B \sqrt{l_{\perp}^2 + l_z^2}, \quad (20)$$

где  $r_B = N_A (T_e + T_i) / (e B_0)$  – электромагнитный радиус плазмы,  $N_A$  – показатель преломления альфвеновской волны. Значение  $r_B$  будем рассматривать в качестве параметра, определяющего степень замагниченности плазмы в стационарном магнитном поле. При условии, противоположном (20), плазма является не замагниченной и переходит к изотропной.



#### 4. НИЗКОЧАСТОТНЫЕ МГД ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ БЛИЗКОЙ К ИДЕАЛЬНОЙ

Уравнения, описывающие распространение низкочастотной волны в однородной идеальной плазме включают: уравнение движения проводящей жидкости под действием силы Ампера

$$m_i n \partial \mathbf{V} / \partial t = [\mathbf{J} \times \mathbf{B}_0] / c \quad (20)$$

и уравнение переноса магнитного поля в одножидкостном приближении

$$\partial \mathbf{B} / \partial t - \text{rot} [\mathbf{V} \times \mathbf{B}_0] = D_B \Delta \mathbf{B} . \quad (21)$$

Релаксация ЭМ и ГД полей в одножидкостном приближении подчиняется изотропному диффузионному уравнению, в котором  $D_B = c^2 / 4\pi\sigma_{||}$  – коэффициент диффузии магнитного поля,  $\sigma_{||} = c^2 / m_e v_e$  – продольная проводимость плазмы.

Система уравнений (20, 21) описывает МГД волну гиперболического типа, известную как волна Альфвена [Альфвен]. Для возмущений вида плоских волн  $e^{-i\omega t + i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$  и частот  $\omega \ll \omega_{Bi}$  фазовая скорость альфвеновской волны в идеальной плазме равна

$$c_A = \omega / k = \pm c \sin \theta / N_A . \quad (22)$$

Отметим, что в соотношении (24) входят показатель преломления волны Альфвена  $N_A$  и угол  $\theta$  между направлением распространения волны и магнитным полем  $\mathbf{B}_0$ . В альфвеновской волне возмущения электронной концентрации отсутствуют ( $\delta n = 0$ ), поэтому диамагнитный ток обращается в нуль. При этом силовые линии поля  $\mathbf{B}_0$  играют роль направляющих структур, вдоль которых волна распространяется. Затухание альфвеновской волны определяет коэффициент диффузии магнитного поля.

Рассмотрим поляризацию электромагнитных (ЭМ) и гидродинамических (ГД) полей в альфвеновской волне. Введем дополнительную ортогональную систему координат, в которой ось  $\xi$  совпадает с направлением вектора  $\mathbf{k}$ , ось  $\eta$  совпадает с осью  $y$ , ось  $\zeta$  лежит в плоскости  $(\mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_z)$ . Пусть в указанной плоскости находится вектор индукционного электрического поля  $\mathbf{E}_\perp$  и составляет угол  $\theta$  с полем  $\mathbf{B}_0$ . Индукционное электрическое поле имеет потенциальную  $E_\xi = E_\perp \cos \theta$  и вихревую  $E_\zeta = E_\perp \sin \theta$  составляющие. Векторы ЭМ и ГД полей связаны соотношениями  $\mathbf{V}_T = c[\mathbf{E}_\perp \times \mathbf{e}_z] / B_0$ , плотность тока и возмущения магнитного поля  $\mathbf{J}_\theta = 4\pi i[\mathbf{k} \times \mathbf{B}_\theta] / c$ , дрейфовая частота  $\omega_\theta = i[\mathbf{k} \times \mathbf{V}_T]$ . Здесь введены дополнительные обозначения взаимно ортогональных вихревых полей: индексом “ $\theta$ ” обозначены полоидальные поля, индексом “ $T$ ” тороидальные. Направления полей показаны на рис. 1.

Возмущения ЭМ и ГД полей в двухжидкостном (дрейфовом) приближении запишем в виде произведения векторного оператора поля на функцию  $e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \cdot \delta n$ , пропорциональную относительному возмущению плотности плазмы.

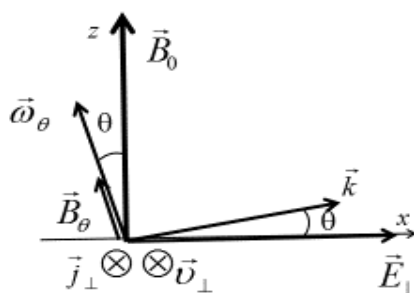


Рис. 1

Направления векторов ЭМ и ГД полей в двухжидкостном приближении показаны на рис.1. Отметим, что возмущения ЭМ и ГД полей в одножидкостном и двухжидкостном

приближениях являются линейно независимыми и имеют линейную поляризацию, поскольку их направления не изменяются в пространстве в течение времени.

Рассмотрим состояния равновесия, которые могут быть реализованы в двухжидкостном (*дрейфовом*) приближении. Предположим, что индукционное электрическое поле  $\mathbf{E}'$  в лабораторной системе отсутствует, тогда электронная компонента может оставаться неподвижной относительно силовых линий магнитного поля ( $V_{e\perp} = 0$ ).

В этом случае плотность диамагнитного тока в лабораторной системе отсчета определяет только ионная компонента ( $\mathbf{J}_{i\perp} = en\mathbf{V}_{i\perp}$ ). Поскольку плазма является диамагнитной средой, в области возмущений  $\delta n > 0$  результирующее магнитное поле ослабляется.

В этом случае вращение плотности плазмы является левовинтовым и совпадает с направлением гироваращения иона в магнитном поле [4].

Возможна другая ситуация, при которой в лабораторной системе отсчета существует дрейф плазмы, удовлетворяющий стационарным уравнениям движения  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  – *дрейфа*, который приводит к образованию в лабораторной системе отсчета электрического поля  $\mathbf{E}_{\perp} = -[\mathbf{V} \times \mathbf{B}_0]/c$ . При этом диамагнитный ток, как в локальной, так и лабораторной системах отсчета, определяет только электронная компонента ( $\mathbf{J}_{\perp} = -en\mathbf{V}_{e\perp}$ ). Поскольку эти скорости направлены ортогонально градиенту  $\nabla n$ , то в первом приближении они не изменяют профиль концентрации плазмы. В этом случае можно считать, что более замагниченная электронная компонента приводит к ускорению возмущений плотности плазмы до скорости порядка дрейфовой.

## 5. СОПОСТАВЛЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Зависимость времени релаксации от поперечных к геомагнитному полю масштабов искусственных ионосферных неоднородностей, возбуждаемых в F-слое ионосферы мощным коротковолновым (КВ) радиоизлучением, приведена на рис.2.

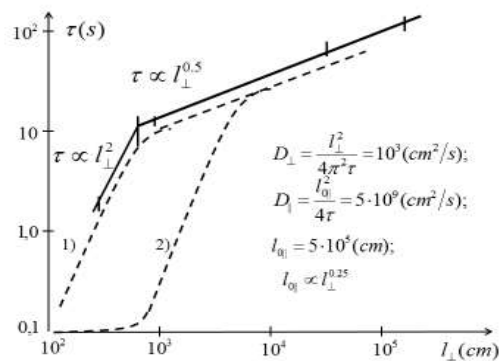


Рис.2

Для ее построения использовались данные ракурсного рассеяния областью искусственной ионосферной турбулентностью (ИИТ) на частотах (15 – 50) МГц и при радио просвечивании области ИИТ сигналом геостационарного ИСЗ на частоте 40 МГц. Значения эффективных коэффициентов поперечной и продольной диффузии составили:  $D_{\perp} = l_{\perp}^2 / 4\pi^2 \tau = (1 - 2) \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $D_{\parallel} = l_{\perp}^2 / \tau = (2 - 5) \cdot 10^9 \text{ см}^2/\text{с}$  и совпали со значениями коэффициентов поперечной и продольной дипольной диффузии, рассчитанных для F-слоя ионосферы.

Зависимости  $\tau(l_{\perp})$ , полученные для диффузии: с амбиполярными 1) и униполярными 2) коэффициентами показаны на рис. 3. В области отношения масштабов  $l_{0\perp}/l_{0\parallel} = \sqrt{v_i v_e / \omega_{Bi} \omega_{Be}} = 10^{-3}$  имеет место переход от амбиполярной поперечной (электронной) к амбиполярной продольной (ионной) диффузии. Отметим, что именно в этом диапазоне масштабов уменьшение времени релаксации при диффузии с

униполярными коэффициентами по сравнению с дипольной диффузией в F-слое ионосферы составляет более двух порядков.

### Список литературы:

1. Larmor J. How cold the rotating body such as the Sun become a magnet. Rep. Brit. Assoc. Adv. Sci. 1919. V. 159.
2. Моффат Г. Возбуждение магнитного поля в проводящей среде. М.; Мир 1980.
3. Попова Е.П. Современные результаты асимптотических исследований моделей динамо. УФН, 2016.
4. Кадомцев Б.Б. Коллективные явления в плазме. М.: Наука. 1988. с. 303.
5. Alfven H. Arkiv. Mat. Astron. Fysic. 1942. V. 29 B. N. 2, (7 pp.)
6. Голант В.Е. УФН. 1963. Т. 79. С. 377.
7. Schottky W.} Phis. Zs. 1924. V. 25. С.635.
8. Гершман Б.Н., Ерухимов Л.М., Яшин Ю.Я. Волновые явления в ионосферной и космической плазме. – М.: Наука. 1988.
9. Гершман Б.Н.} Радиотехника и электроника. 1956. Т. 1. С. 720.
10. Simon A. Phys. Rev. 1955. V. 98. P. 317.
11. Гуревич А.В., Е.Е. Цедилина. УФН. 1967. {Т. 91}. С. 609.
12. Жилинский А.П., Л.Д. Цендин. УФН. 1980. {Т. 131}. С. 343.
13. Воскобойников С.П., Ракитский Ю.В. Рожанский В.А., Сениченков Ю.Б., Цендин Л.Д. Физика плазмы. 1980. Т. 6, № 6. С. 1370.
14. Hines V.G. Advances in Physics. 1965. V.14, N.54. P. 167.
15. Thonemann P.S. Colb F.C. Phys. Fluids. 1964. V.7. P.1455.
16. Ерухимов Л.М., Коровин А.В., Митяков Н.А., Мясников Е.Н., Насыров А.М., Проскурин Е.В., Старикова Е.В., Фролов В.Л., Ягнов Н.Н. Изв. вузов Радиофизика. 1982. Т. 25. С. 1360.

### MAGNETOACTIVE PLASMA WAVES IN ONE-LIQUID AND TWO-LIQUID APPROXIMATIONS

Tatiana M. Zaboronkova, Evgeny N. Myasnikov

*Annotation. Solutions of the equations of magnetic hydrodynamics (MHD) are given, which allow the existence of two types of linearly independent waves in the one - fluid and two-fluid approximations-Alfven and MHD-drift. The latter has circular polarization and is rotationally non-invariant with respect to the direction of the external magnetic field. In magnetoactive plasma, drift MHD waves can lead to the development of gyrotropic turbulence of plasma density perturbations.*

*Keywords: single-liquid, double-liquid magnetic hydrodynamics (MHD), upper ionospheric plasmas, drift MHD wave, rotationally noninvariant plasma turbulence, artificial ionospheric turbulence.*