

О СПОСОБЕ ИЗМЕРЕНИЯ КИНЕТИЧЕСКОГО ПАРАМЕТРА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ДОБРОТНОСТИ ПОТОКА ГОРЯЧЕЙ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ, ФОРМИРУЮЩЕГО МАГНИТОСФЕРЫ В КОСМИЧЕСКИХ И ЛАЗЕРНЫХ ПЛАЗМАХ

Губченко В.М.

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

ON A WAY TO MEASURE A KINETIC PARAMETER OF ELECTRO- MAGNETIC QUALITY OF HOT COLLISIONLESS PLASMA FLOW FORMING MAGNETOSPHERES OF SPACE AND LASER PLASMAS

Gubchenko V.M.

Institute of Applied Physics RAS, Nizhny Novgorod, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-75-80>

A way is proposed to make a probe for measurement of an electromagnetic plasma flow quality parameter G_V . The parameter governs “magnetosphere” structure reform by the flow. It is kinetic on nature - is determined by shape of the electron flow particle distribution function (PDF). The probe is an ideal conducting grid which is penetrated free by plasma flow. The way is to measure active R_Σ and reactive L parts of the grid impedance $Z(G_V)$ which under flow are analytical functions of the G_V .

1. Космическая («Макро») и лазерная («микро») горячая бесстолкновительная плазма при разлетах/потоках со скоростью $\mathbf{v}'$ возбуждают крупномасштабные электромагнитные (э.м.) структуры – магнитосферы, возникающими из-за их взаимодействия с намагниченностью $\boldsymbol{\mu}(\mathbf{X})$.

Если в качестве «Макро» разлета рассматривается «солнечный ветер»; то стоит задача определения и их измерений управляющих Макро магнитосферой безразмерных параметров, находящимся в точке Лагранжа L_1 «дневным» зондом. Если это поток плазмы рассматривается в лазерной «микро» магнитосфере от разлета мишени, то это подобно определению параметров потока в точке Лагранжа L_3 «ночным» зондом.

Основная в энергетике и в определении структуры магнитосферы это её э.м. крупномасштабная компонента, которая связана с возбуждением пакета гармоник мод индукционного. Индукционные моды – это вихри неволновой природы, они переносятся вместе с потоком среды. С индукционной компонентой связывается предельное состояние «диполизации» и состояние «с магнитным хвостом» в структуре полей магнитосфер. Это внутренняя часть общей структуры, образует след за магнитным источником его возбуждения. Предельные состояния переходят друг в друга при изменении величины параметра «гервь» $-\infty < G_V < +\infty$ электромагнитных свойств потока (рис. 1) [1].

Состояние «диполизации» обусловлено с эффектом магнитной проницаемости $\mu \neq 1$, т.е. с э.м. поляризацией потока – реактивностью (диамагнетизмом и парамагнетизмом), а состояние с «магнитным хвостом» связывается с диссипативным активным процессом (омической проводимостью потока, характеризуемой эффективной проводимостью σ). Установившиеся состояния индукционной компоненты магнитосфер, в том числе и структурно смешанные ($G_V \sim 1$) промежуточные состояния регулируется величиной G_V э.м. добротности потока плазмы. При $G_V = 0$ реактивности нет, потери активные, при $G_V = +\infty$ структура с реактивной нагрузкой без потерь. Мы полагаем далее, что $G_V > 0$, что соответствует устойчивой среде с диамагнитными свойствами и с магнитной проницаемостью $\mu < 1$ (рис. 1).

Волновые моды плазмы на основе МГД волн отвечают за «внешнюю компоненту» или «МГД излучательную» компоненту по отношению к «внутренней» компоненте в составе всего пакета гармоник, определяя структуры «микро и Макро» магнитосфер через «сверхзвуковые» конусы Маха с числами Маха $M > 1$.

Введем угол φ_V по формуле $G_V = \tan \varphi_V$, это угол реактивности потока $\varphi_V = \pi/2 - \gamma_V = \tan^{-1} G_V$, более удобный здесь и известный в электротехнике, как параметр реактивности электрических цепей $\cos \varphi_V = \sin \gamma_V = \pm(1 + G_V^2)^{-1/2}$. Он характеризует «сдвиг по фазе» φ_V в индукционной компоненте при передаче в нее энергии, тогда γ_V это угол потерь в характеристике потока. При углах $\pi/2 > \varphi_V > +0$ задаются положительные значения параметра $+\infty > G_V > 0$.

Возбуждение индукционных э.м. структур – это черенковский эффект, здесь из-за относительного движения со скоростью $\mathbf{v}' \neq 0$ стороннего 3D источника тока $\mathbf{j}_0(\mathbf{x})$ относительно плазмы. Э.м. поля $\mathbf{A}(\mathbf{x})$ возбуждения токов плазмы $\mathbf{j}(\mathbf{x})$ обусловлены непрерывным изменением магнитного потока, действующего на частотах стороннего возбуждения $\omega' = \mathbf{k}\mathbf{v}'$ в восприимчивой среде, характеризуемой тензором $\varepsilon_{ij}(\mathbf{k}\mathbf{v}', \mathbf{k})$ диагонального вида. Волновые числа $\mathbf{k}$ характеризуют формируемый волновой пакет, описывающий структуру всей магнитосферы с амплитудами гармоник $\mathbf{A}_{\mathbf{k}, \mathbf{k}\mathbf{v}'}(\mathbf{k}, \mathbf{k}\mathbf{v}')$. В среде, а это «Макро» и «микро» плазма, возможны коллективные движения, описываемые на основе возбуждения собственных мод плазмы $\omega = \omega_r + \omega_i = \omega(\mathbf{k})$, вступающие в резонансы с полями движущегося со скоростью $\mathbf{v}'$ источника. Сторонние движущиеся источники магнитного поля это источники тока $\mathbf{j}_0(\mathbf{X}) = \mathbf{c} \nabla \times \boldsymbol{\mu}(\mathbf{X})$ характеризуются в 3D описаниях магнитодипольной $\boldsymbol{\mu}_d(\mathbf{X})$ и тороидальной $\boldsymbol{\mu}_\tau(\mathbf{X}) = \nabla \times \boldsymbol{\tau}(\mathbf{X})$ компонентами в намагниченности $\boldsymbol{\mu}(\mathbf{X}) = \boldsymbol{\mu}_d(\mathbf{X}) + \boldsymbol{\mu}_\tau(\mathbf{X})$, распределенные на масштабах $\mathbf{r}_0$ в 3D апертуре. Далее намагниченность $\boldsymbol{\mu}(\mathbf{X})$ у нас в конструкции зонда/датчика будет связана с 1D токовой плоскостью (стенка двух 1D доменов), перпендикулярной потоку, или с токовым слоем

(ТС) с током I_0 с его линейной плотностью тока J_0 . «2D прямоугольный вырез» из ТС – это «эталон» для диагностики G_V [1].



Рис. 1. Даны структуры «хвоста пересоединения – разрывов» (поток – «омический» проводник $G_V << 1$) и «диполизации» (поток – диамагнетик $G_V >> 1$) в «Макро» магнитосферных структурах космической плазмы, управляемые параметром электромагнитной добротности $G_V > 0$.

Параметры G_V и M , управляющие «внутренней» и «внешней» компонентами 3D магнитосферы – это характеристики внешнего потока плазмы или характеристики «космической погоды», которые не зависят от влияния полей намагниченности $\mu(\mathbf{x})$ перед ней (например, в точке Лагранжа L_1). Через безразмерные параметры G_V и M , полученных из решения линейных задач, определяется общая топология полей «внутренней» $\mathbf{A}(\mathbf{x})$ и «внешней» $\varphi(\mathbf{x})$, также мощность P процесса возбуждения и энергии полей W_m , что выражается через импеданс $Z(G_V, M)$ магнитосферы.

Диагностика чисел Маха M для задач определения «внешних» структур «микро» и «макро» магнитосферы представлена в литературе. Диагностика параметра электромагнитной добротности G_V для определения состояний во «внутренней» индукционной компоненте, определяющей всю э.м. крупномасштабную структурную перестройку магнитосферы при изменении G_V , в литературе отсутствует.

2. Параметр э.м. добротности G_V , и сами индукционные структуры, формируемые в потоках горячей плазмы объекты кинетические по природе, т.е. зависят от формы ФРЧ $f_e(\nu)$ потока плазмы в фазовом пространстве. Это обусловлено малой величиной скорости ν' по сравнению с тепловой скоростью электронов ν_e . Индукционные токи определяются в основном электронами и потому параметр э.м. добротности зависит от формы ФРЧ электронной компоненты потока, характеризуемой безразмерными факторами «асимметрии» по импульсу κ_G «резонансных» электронов (т.к. $\nu' \neq 0$) и «анизотропии» по энергии κ_D «нерезонансных» электронов (т.к., в частности, $\nu'^2 \neq 0$).

На основе двух факторов в ФРЧ определяются два масштаба пространственной дисперсии: аномальный скин-масштаб $r_G^{-2} \sim \kappa_G$ и магнитный радиус Дебая $r_{DM}^{-2} \sim \kappa_D$, на которых строится масштабирование индукционной компоненты в структуре магнитосферы в двух предельных значениях $G_V = 0, +\infty$ и на основе гибрида этих масштабов дисперсии в промежуточ-

ных ситуациях $G_V \sim 1$. Параметры κ_G и κ_D имеют аналитические выражения через ФРЧ $f_e(\nu)$, определяя её асимметрию и анизотропию. Тогда параметр добротности $G_V = \kappa_G / \kappa_D = r_G^2 / r_{DM}^2$.

Определение этих двух факторов в космическом эксперименте требует полного и непрерывного измерения 3D ФРЧ электронов, что не эффективно из-за сложностей диагностики, а в лазерной плазме исследования 3D ФРЧ еще сложнее.

3. Нами предлагается способ измерения «гервь» – э.м. параметра G_V – зонд/датчик «гервь-метр», основанный на измерении импеданса $Z_\Sigma(R_\Sigma, L_\Sigma, C_\Sigma)$ зонда, идеально проводящего при $\nu' = 0$, входящего как элемент в замкнутый контур. Контур – это цепь, состоящая из внешней ЭДС $E_{\text{эдс}}$, создающей напряжение V на зонде, тогда при $\nu' \neq 0$ устанавливается на зонде постоянный электрический ток $I_0(G_V)$, определяемый сопротивлением $R_\Sigma(G_V)$. Если ЭДС работает на частоте ω_0 , то переменный ток I_0 определяется также значениями реактивностей L_Σ, C_Σ . Здесь $R_\Sigma, L_\Sigma, C_\Sigma$ – активное сопротивление, индуктивность, емкость в цепи контура. Сравнение измеренных величин $R_{\text{exp}}, L_{\text{exp}}$, со значениями R_Σ, L_Σ , полученными нами из аналитических вычислений, позволяет получить искомое значения двух параметров: G_V и, например r_G , не определяя параметры ФРЧ $f_e(\nu)$ (рис. 2).

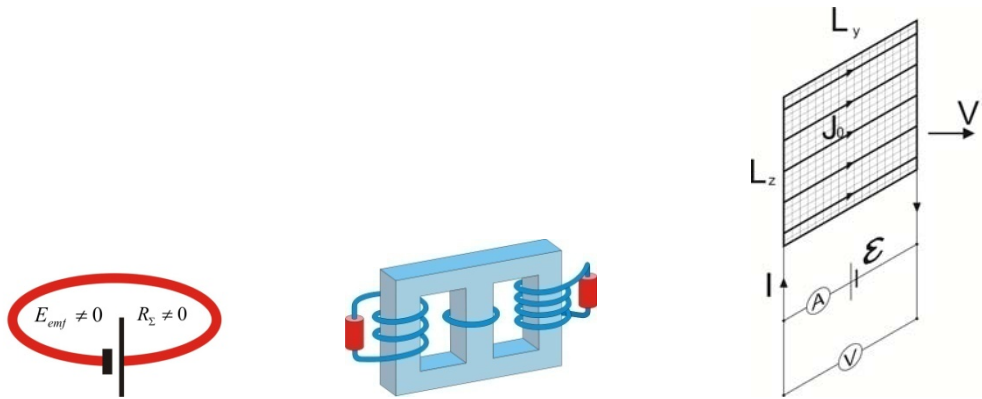


Рис. 2. Слева 3D контур – исходно идеально проводящий, помещенный в поток плазмы; приобретает активное сопротивление R_Σ – индукционная нагрузка плазмой. Трансформатор в 3D показывает индукционную связь идеально проводящего контура – первичной обмотки, с вторичными обмотками – поток. Асимметрия распределение индукционного тока в плазме по активной R_Σ и реактивной нагрузке. Сердечник – магнитная проницаемость из-за анизотропии. Справа 2D контур, расчетный в 1D.

Предлагаемый способ измерения основан на знании формул для импеданса $Z(G_V)$ элемента контура тока, получаемых из решений уравнений Власова-Максвелла [1]. Физические процессы в контуре подобны процессам при формировании импеданса $Z(G_V, Re_m)$ у 3D «Макро» и «микро» магнитосфер с 3D апертурами r_0 их источников. Однако решения для

$Z_{\Sigma}(G_V)$ в измерительных устройствах требуются предельно простыми. Нами это использование решений для 1D модели на основе тонкой токовой плоскости или токового слоя (ТС) с характерной толщиной $r_{0x} = 0$. Это означает $r_0 \ll r_G, r_{DM}$, что исключат из формул влияние магнитного числа Рейнольдса $Re_m = r_0/r_G \rightarrow 0$ и магнитного числа Дебая $D_M = r_0/r_{DM} \rightarrow 0$. При этом, в решении сохраняется описание состояний, подобных «диполизации» и формированию «магнитного хвоста», управляемых параметром G_V .

Плотность тока на движущейся по оси x плоскости ТС задается источником тока $\mathbf{j} = \mathbf{y}_0 J_0 \delta(x - x_0 - v't)$, где J_0 – поверхностная плотность этого тока, $X = x - x_0 - v't$ – система координат, связанная с ТС плоскостью, x – координата, связанная с покоящейся плазмой, x_0 – начальная координата плоскости. В 1D спектре k_x такого источника тока присутствуют все масштабы возбуждения индукционного поля. Зонд – это прямоугольный 2D «вырез из ТС», пронизываемой для частиц плазмы плоскости – «сетки», образующий апертуру шириной $r_{0z} = L_z$ и длиной $r_{0y} = L_y$ посредством «обрезания» ТС плоскости, полный ток на апертуре при измерении $I_0 = J_0 L_z$.

Токовая плоскость создает неоднородное магнитное поле с нормальной компонентой B_n , что означает появления дополнительных сил F_D выталкивания или притяжения, действующими на плоскость при взаимодействии её с диамагнитной или парамагнитной плазмой с магнитной проницаемостью $\mu \neq 1$, обусловленной анизотропией $\kappa_D \neq 0$. Эти силы дают вклад в активную и реактивную энергетику процесса и силовые характеристики всего взаимодействия.

При помещении контура в поток плазмы возникает индукционная связь, подобная трансформаторной, для «цепи» зонда с постоянным током I_0 («первичная обмотка») и для «цепи» распределенного по X перед и за апертурой обратным постоянным индукционным током $-I(G_V)$ в окружающем потоке плазмы («вторичная обмотка»), полностью экранирующим ток I_0 в установившемся состоянии (рис. 2).

Из-за индукционной при $\omega' = \mathbf{k}\mathbf{v}' \neq 0$ связи возникает активное сопротивление $R_{\Sigma}(G_V) \neq 0$ по постоянному току, связанное с работой с мощностью $P = I \cdot V$ вихревого поля $\mathbf{E}$, локализованным в плоскости, создающем напряжение $V = \mathbf{E} \cdot \mathbf{L}_y$ на участке плоскости длиной L_y , над током I в плоскости. Омическая диссипация в бесстолкновительной плазме обусловлена ускорением/рассеянием «резонансных» электронов на нормальной к потоку компоненте магнитного поля зонда B_n . С этой диссипацией связана работа сил Ампера F_A в плазме. Кроме того, вклад в омическую диссипацию вносят реактивные процессы, связанные с работой против силы F_D диамагнитного торможения плоскости, непрерывно вносящей неоднородное магнитное поле в плазму $\nabla B^2/8\pi$; эта мощность идет на формирова-

ние анизотропии плазмы. Мощность процесса $P = v'(F_A + F_D) = I_0^2 R_\Sigma$. На основе вида вычисленной функции $R_\Sigma(G_V)$ вычисляется $G_V = \tan \varphi_V$. При применении 1D ТС решений, с очевидными ограничениями на его применение, сопротивление полученного для 2D проводника R_Σ , как части импеданса $Z_\Sigma(\varphi_V)$, выражается формулой

$$R_\Sigma = 2 \frac{v' L_y}{c^2 L_z} \left(\varphi_V + \frac{\pi}{2} \right).$$

В результате (при $\frac{1}{c}$ СГСЭ = 30 Ом) электромагнитное сопротивление от поступающего через зонд потока, связанно с идеальной непрерывной инжекцией в поток магнитной энергии, продуцируемой ЭДС [1, 2].

Кроме того, меняется индуктивность контура $L_\Sigma(G_V, r_G)$, выражаемая через характерные масштабы дисперсии плазмы r_G и r_{DM} . Индуктивность характеризует энергию магнитного поля у зонда W_m и дает реактивный вклад в импеданс Z_Σ при измерениях на частоте ω_0 . Здесь появляется возможность по измеренной величине G_V вычислить r_G и далее r_{DM} . Индуктивность плоскости L_Σ выражается формулой

$$L_\Sigma = r_G \frac{L_y}{L_z} \frac{2\pi}{\sqrt{2(G_V + \sqrt{1 + G_V^2})}} = r_V \frac{L_y}{L_z}$$

и характеризует гибридный пространственный масштаб $r_V(G_V)$ распределения токовых систем (ТС) в потоке, который тот же, что и в определении масштабов структур $L(r_V, X)$ отличных в различных зонах X у формируемых 3D магнитосфер.

Подобным образом возникает изменение в емкости C_Σ , обусловленное экранировкой электростатической части полей $\varphi(X)$ зонда на характерном масштабе электрическом радиусе Дебая r_{DE} или в связи с «излучением» звука при $M > 1$. Методы измерения $C_\Sigma(M)$ известны в физике плазменных электрозондов.

Работа выполнена в рамках Государственного задания № 0030-2021-0002 и Проекта № 10 Национального центра физики и математики (НЦФМ) «Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика».

Литература

1. Gubchenko V.M. // Geomagnetism and Aeronomy, 2020, Vol. 60, No. 7, pp 896-903.
2. Кингсен А.С., Чукбар К.В. Яньков В.В. Электронная магнитная гидродинамика // Вопросы теории плазмы: Сб. Вып.16. – М. Энергоатомиздат, 1987. – С. 209.