

УДК 629.7+533

ОСОБЕННОСТИ РАСШИРЕНИЯ СТРУЙ ЭЛЕКТРОРАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ НА НИЗКОЙ ОКОЛОЗЕМНОЙ ОРБИТЕ

© 2024 г. Е. М. Твердохлебова*, А. Г. Корсун

АО «Центральный научно-исследовательский институт машиностроения» (АО «ЦНИИмаш»),

Королев, Московская область, Россия

*katya.tverdokhlebova@gmail.com

Поступила в редакцию 23.08.2023 г.

После доработки 04.01.2024 г.

Принята к публикации 06.01.2024 г.

При решении задач о разлете плазменных струй электроракетного двигателя в космосе необходимо учитывать влияние магнитного поля Земли на формирование плазменного потока. В работе показано, что под воздействием геомагнитного поля плазменные струи приобретают на некотором расстоянии от источника специфические трехмерные формы, двояковыпуклые плазменные лепестки — «корсуноиды». Сила такого воздействия определяется параметром электромагнитного взаимодействия — параметром Ампера, равного отношению масштаба поперечных электромагнитных сил к градиенту давления.

DOI: 10.31857/S0023420624050022, EDN: IIDFDY

ВВЕДЕНИЕ

В ходе разностороннего изучения свойств плазменных потоков на заре космической эры (см., например, [1, 2]) были исследованы особенности влияния на их динамику собственного электрического поля и внешнего магнитного поля, а также процессы, которые позволяют кардинально влиять на потоки плазмы, управляя полями и токами в них (можно и ускорять, и тормозить поток [3], фокусировать или расширять его [4], и даже отклонять от первоначально-го направления [5, 4]).

В условиях космического полета реактивная струя электроракетного двигателя (ЭРД) истекает в среду с малой плотностью плазмы ионосферы и нейтралов собственной внешней атмосферы космического аппарата (КА). Расширение струи при этом не будет вполне свободным, так как струя и образующаяся в ней вторичная плазма имеют электрический контакт с корпусом аппарата и с проводящим фоном. В отличие от космических условий при работе ЭРД в вакуумной камере электрический контакт плазмы с проводящими стенками камеры очень плотный, в результате чего искажается распределение электрических потенциалов и токов в струе, следовательно, искажаются ее динамические характеристики.

Особенно это относится к периферийной части струи, где потоки вторичной плазмы, возникающей в результате взаимодействия плазмы струи с фоном (на три — четыре порядка более плотным, чем в космосе), непосредственно влияют на разлет первичной струи, на распределение потенциалов в ней и, в конечном счете, опять на динамические характеристики струи.

С учетом указанных электрофизических свойств плазменных потоков, при разработке модели разлета струи ЭРД основной задачей было принято максимально корректное описание распределения в струе электрических полей и токов применительно к условиям на борту КА [6, 7].

Для решения задачи разлета выхлопной плазменной струи ЭРД в космосе была использована система уравнений Брагинского применительно к двухкомпонентной плазме [8], позволяющая учитывать влияние электрических и магнитных полей (в частности, термоэлектронные и термомагнитные эффекты), а также электрических токов на динамику струи.

В общем случае движение гиперзвуковой струи ЭРД во внешнем магнитном поле описывается трехмерной системой уравнений. Для рационального, но достаточно корректного решения таких математически сложных задач была

использована гипотеза об автомодельности основного потока (двумерной или трехмерной конфигурации) и разработана так называемая SSM-модель (*англ.* Self-Similar Model) [9], которая дает возможность учитывать, в частности, процессы генерации электрических токов внутри струи. Автомодельность процессов весьма распространена в природе. Неоднократно было зарегистрировано, что реальные (неавтомодельные) распределения параметров разнородных явлений перестраивались затем в автомодельные [10]. Это свойство, как показано в работе [8], обнаружено и у струй ЭРД.

Результаты расчетов по упомянутой модели параметров струй в вакуумных стендах были сопоставлены с экспериментальными данными, полученными при испытании различных типов двигателей: холловских, ионных, дуговых. В работах [10, 11] показано, что SSM-модель более корректно, чем многие другие, описывает параметры плазмы в периферийных зонах струи. Проведенное сопоставление дает возможность сделать и другой вывод: раз параметры струй разных двигателей, различающихся и мощностью, и расходом, и удельным импульсом, одинаково точно описываются SSM-моделью, гипотеза об автомодельности течения в струях ЭРД справедлива. Особенно наглядно это проявляется в том, что, согласно экспериментальным данным, течение струй, имеющих геометрические особенности в начальном сечении (например, шестигранная струя ионного двигателя [12] или полая струя холловских двигателей [13]) на расстояниях уже 2...3 калибров превращается в автомодельное течение.

Таким образом, широко распространенное в природе свойство автомодельности (от микрокапиллярных потоков до ядерного взрыва [14]) наличествует и в частном случае струи плазмы, создаваемой ЭРД.

РАЗЛЕТ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ В ВАКУУМЕ

В отличие от разлета газовых струй на расширение плазменных струй в вакууме влияют не только начальные условия и процессы столкновений частиц плазмы, но и внутреннее, самосогласованное электрическое поле. Величина напряженности внутреннего электрического поля определяется градиентами концентрации и температуры плазмы, внешним магнитным полем и токами в плазме. В разреженной плазме на распределение этих полей существенное влияние

оказывает электронная теплопроводность, а также термоэлектрические и термомагнитные эффекты. В результате величина и распределение электрических полей в струе существенно отличаются от распределения Больцмана, часто используемого в системе уравнений динамики плазменных выхлопов (см., например, [15, 16]). Ионы ускоряются этим полем преимущественно в направлениях, соответствующих максимальным значениям градиентов (например, поперек узкой струи или вдоль направления теплового потока и т.д.). В результате плотность вещества в периферийной части плазменной струи оказывается относительно большей, чем в струях идеальных газов с теми же начальными параметрами.

На начальной стадии разлета выхлопа магнитное поле слабо влияет на распространение плазмы, и разлет ее носит инерционный характер. По мере расширения выхлопа скорость движения плазмы поперек магнитного поля Земли **V** замедляется до скорости поперечной диффузии. Разлет вдоль поля **V** определяется самосогласованным электрическим полем и немного ускоряется. Разность скоростей вдоль и поперек поля **V** в результате сказывается на конфигурации искусственных плазменных образований (ИПО), приобретающих специфические удлиненные формы, следуя направлению магнитного поля Земли.

Начальный участок выхлопных струй имеет осесимметричную форму. Конфигурация дальней зоны струи будет определяться углом α — углом между векторами скорости струи **V** и геомагнитного поля **B** (это относится к струям, инжектированным на околоземной орбите, где магнитное поле достаточно сильное). Если плазменная струя истекает вдоль силовой линии ($\alpha = 0^\circ$), то она имеет вид длинной узкой спицы, поперечный размер которой намного меньше характерного продольного, т.е. $a \ll l$. Когда струя истекает поперек силовых линий ($\alpha = 90^\circ$), дальняя ее часть приобретает форму лепестка, сплюсненного в направлении $[\mathbf{v} \times \mathbf{B}]$.

На рис. 1 показаны конфигурации ИПО для разных значений углов α . Такие ИПО, чувствительные к направлению истечения относительно магнитного поля Земли, специалисты называют «курсуноидами» по имени автора — Анатолия Григорьевича Корсуна, первым получившего математическое описание динамики плазменных струй ЭРД на околоземной орбите [17–19].

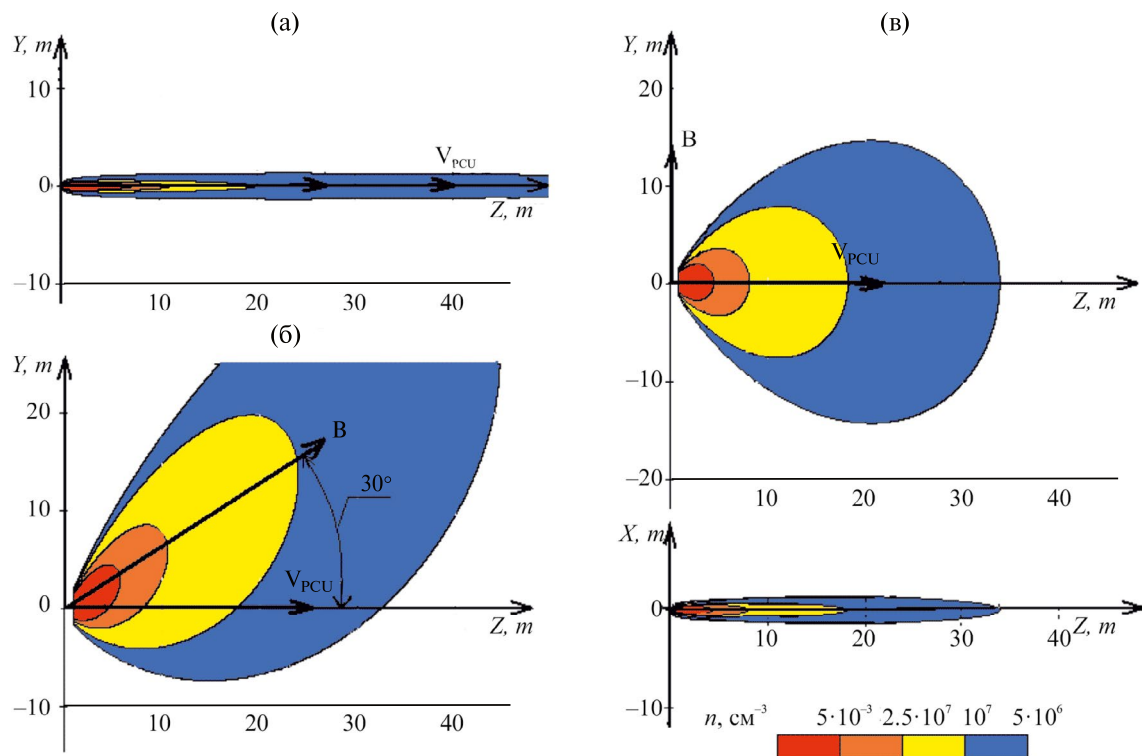


Рис. 1. Конфигурация ИПО для разных значений угла α : (а) $\alpha = 0$, струя истекает вдоль магнитного поля; (б) $\alpha = 30^\circ$, струя истекает под углом к магнитному полю; (в) $\alpha = 90^\circ$, струя истекает поперек магнитного поля (внизу справа показана другая проекция корсуноида).

ВЛИЯНИЕ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РАЗЛЕТ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ

Воздействие поля $\mathbf{B}$ на плазменный выход определяется электрическими токами j , генерируемыми в плазме под воздействием поля поляризации $E = \mathbf{v} \times \mathbf{B}$ ($\mathbf{v}$ — локальная скорость плазмы). Если концентрация плазмы в выходе не сильно превышает концентрацию ионосферного фона, то токи j замыкаются преимущественно через фоновую плазму, поляризация в плазме снимается на небольшом расстоянии. Этот режим расширения плазмы рассмотрен в публикациях [20, 21]. В настоящей работе решается задача о динамике достаточно мощных и плотных струй, на динамику которых ионосферная плазма не влияет.

В струях, генерируемых ЭРД, плазма практически полностью ионизована (степень ионизации $\alpha > 0.95$). Поэтому влияние малого потока нейтралов на характеристики основного потока в космических условиях пренебрежимо мало [22, 15].

Энергия ускоренных ионов обычно много больше температуры электронов и разброса

ионов по энергиям, поэтому число Маха велико ($M^2 \gg 10$). Поток плазмы хорошо сфокусирован, т.е. его расходимость минимальна. В ускорительном канале в зоне электрического разряда и на начальном участке струи, где происходит взаимодействие пучка ускоренных ионов с медленной плазмой нейтрализатора и вторичной плазмой, возникают разнообразные неустойчивости [23] и генерируются интенсивные колебания [24–26]. Многие типы подобных пучково-плазменных колебаний эквивалентны эффективным столкновениям [1] электронов и ионов. Поэтому для описания динамики потока в выходном факеле ЭРД вполне оправдано применение континуального приближения.

С целью расчета расширения струи была использована система уравнений Брагинского, описывающая динамику полностью ионизованной плазмы [8]. В этих уравнениях учтено влияние электрических и магнитных полей, а также электрических токов на динамику струи. В частности, приняты во внимание термоэлектронные и терромагнитные эффекты. Члены в уравнениях переноса импульса и энергии связаны

соотношениями Онзагера, что обеспечивает существование автомодельных решений применительно к разнообразным потокам плазмы [27–29].

Решения системы Брагинского относительно двухмерных плазменных струй получены в автомодельном виде [30, 7].

Характер течения струи определяют следующие критерии:

$$M = \left(\frac{m_i u^2}{\gamma T} \right)^{1/2} \text{ — число Маха;}$$

$$S = \frac{\sigma u^2 B^2 \pi a^3}{\gamma \dot{N} T} \text{ — параметр магнитного взаи-}$$

модействия (параметр Ампера), характеризующий влияние магнитного поля на струю (при $S < 1$ — магнитное поле не влияет на динамику плазменной струи, а при $S > 1$ — влияние сильно);

$\Pi = \frac{\pi a T_e \sigma}{\dot{N} e^2}$ — параметр, характеризующий ответственную роль процессов переноса в плазме, в частности, ее теплопроводность (при $\Pi < 1$ — струя расширяется адиабатически, а при $\Pi > 1$ — изотермически);

$Kn_e = \frac{\lambda_{CEX} a'}{a}$ — аналог числа Кнудсена, характеризующий эффективность перезарядки ионов пучка на нейтралах фона.

В приведенных выше выражениях использованы следующие обозначения: σ — проводимость

плазмы; T — температура, $T = T_e + T_i$; u — скорость; $a = a(x)$ — характерный поперечный размер струи; $\dot{N}$ — расход ионов; B — индукция магнитного поля; m_i — масса иона; e — заряд; γ — показатель адиабаты; λ_{CEX} — длина пробега иона до перезарядки.

Для упрощения исходной, довольно сложной, системы уравнений используются три малых параметра

$$\frac{1}{M^2} \ll 1 \text{ — поток гиперзвуковой;}$$

$a' = \frac{da}{dx} \ll 1$ — поток узкий и слабо расходящийся;

$\frac{1}{Kn_e} \ll 1$ — перезарядка на фоновых нейтралах слабо влияет на динамику струи.

Из условия малости этих параметров следует, что продольные градиенты основных характеристик струи значительно меньше, чем поперечные. В частности, различие влияния на динамику струи тепловых потоков поперек и вдоль струи может быть значительно.

Характерные значения критериев струй ЭРД, инжектированных на геостационарной орбите и в стенде с хорошим вакуумом, следующие: $S \gg 1$, $M^2 \gg 1$, $\Pi \geq 1$, $Kn_e \gg 1$.

Применительно к этим условиям система уравнений Брагинского выглядит так:

$$\begin{cases} \nabla(nu) = 0; \nabla(nu - j/e) = 0, \\ mnu \nabla u + \nabla n T_i = -en \nabla \phi - \frac{en}{\sigma} j + \beta n \nabla T_e, \\ \nabla n T_e = en \nabla \phi + \frac{en}{\sigma} j - \beta n \nabla T_e, \\ \frac{3}{2} nu \nabla T_i = en \nabla \phi + n T_i \nabla u + \nabla Q_i = \frac{3n^2 e^2}{m\sigma} (T_e - T_i), \\ \frac{3}{2} n(u - j/e) \nabla T_e + n T_i \nabla(u - j/e) + \nabla Q_e = -\frac{3n^2 e^2}{m\sigma} (T_e - T_i) + \frac{j^2}{\sigma}, \end{cases} \quad (1)$$

где $n_i = n_e = n$ — концентрации компонентов плазмы; $j = en(u - u_e)$ — плотность электрического тока; ϕ — электрический потенциал; Q_i и

Q_e — плотности потока энергии; $\beta = 0.7$ — численный коэффициент термосилы.

Автомодельное решение системы плазмодинамических уравнений, описывающее

осесимметричную двумерную струю в цилиндрической системе координат (x, r) , ищется в виде:

$$\left. \begin{aligned} u &= u_c(x) \cdot y(\eta), w = u da/dx\eta, \eta = \frac{r}{a}, \\ T &= T_c(x)\tau(\eta), nu = \frac{\dot{N}v}{\pi a^2}\zeta(\eta), \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где u, w — компоненты скорости вдоль координат x и r соответственно; η — автомодельная переменная; индекс c обозначает ось струи.

Система уравнений в частных производных (1) при выполнении условия разделения переменных x и η сводится к двум системам обыкновенных дифференциальных уравнений относительно функций $\zeta(\eta)$, $\tau(\eta)$, $y(\eta)$ и функций $a(x)$, $u_c(x)$, $T_c(x)$.

Будем считать, что $\zeta(0) = y(0) = \tau(0) = 1$, а v — численный множитель, определяемый условием $\int_0^a nu 2\pi r dr = \dot{N}$ или $v^{-1} = \int_0^a \zeta 2\eta d\eta$.

В случае адиабатического течения ($\Pi \ll 1$) с пренебрежимо малым джоулевым тепловыделением, система упрощается. При подстановке в такую систему (1) соотношений (2) уравнение неразрывности потока удовлетворяется тождественно, а остальные принимают вид

$$\frac{mu'_c}{a^2} + \frac{T_c}{u_c a^2} \frac{a'}{a} C_1 \eta^2 = - \left(\frac{T_c}{u_c a^2} \right)' \frac{\tau}{y^2},$$

$$\frac{mu_c a}{T_c} (u_c a')' = - \left(\zeta \frac{\tau}{y} \right)' \frac{1}{\eta y \zeta} = C_1,$$

$$\frac{T_c}{a^2} \left(T_c^{\frac{1}{\gamma-1}} u_c a^2 \right)' \zeta \tau = 0.$$

В первом из них автомодельные переменные разделяются, если выполняются два равенства:

$$\frac{mu'_c}{a^2} = - \left(\frac{T_c}{u_c a^2} \right)' = \frac{T_c}{u_c a^2} \frac{a'}{a} C_1.$$

Первое соотношение является очевидным при $\eta = 0$, а второе оказывается дополнительным, необходимым для разделения переменных, т.е. для обеспечения автомодельности двумерного течения. В результате получаем четыре уравнения для трех функций $u_c(x)$, $T_c(x)$ и $a(x)$:

$$\frac{mu_c^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1} T_c = \text{const}, \quad \frac{mu_c a}{T_c} (u_c a')' = C_1,$$

$$T_c^{\frac{1}{\gamma-1}} u_c a^2 = \text{const}, \quad \frac{T_c}{u_c} a^{(C_2-1)} = \text{const},$$

где C_1 и C_2 — константы разделения переменных x и η .

Дополнительное соотношение может быть тождественным уравнению адиабаты, если $u_0 = \text{const}$. Это условие выполняется при гиперзвуковом истечении плазмы, так как в этом случае при расширении струя достигает предельной скорости

$$u_m^2 = u_0^2 M_0^{-2} (\gamma - 1)^{-1}.$$

Константа разделения $C_2 = 2\gamma$. Отсюда для определения трех функций $\zeta(\eta)$, $\tau(\eta)$ и $y(\eta)$ получается только два соотношения

$$\zeta y = \left(1 + \eta^2 \frac{C_1}{C_2} \right)^{-\left(\frac{C_2+1}{2} \right)}, \quad \frac{\tau}{y^2} = 1 + \frac{C_1}{C_2} \eta^2.$$

Формулы компактны при $C_1 = C_2$, что эквивалентно определению a как такого значения радиуса, при котором

$$\frac{nT}{n_c T_c} = \frac{\zeta \tau}{y} = 2^{-\gamma}, \quad \frac{nu^2}{n_c u_c^2} = \zeta y = 2^{-(\gamma+1)}.$$

Итак, параметры струи изменяются вдоль оси следующим образом:

$$u_c = u_m; T_c a^{2(\gamma-1)}, mu_m^2 a a'' = 2\gamma T_0 \left(\frac{a_0}{a} \right)^{2(\gamma-1)}.$$

Поперечные зависимости, характеризующие адиабатическое течение, имеют вид:

$$\frac{nu^2}{n_c u_c^2} = \zeta y = \left(1 + \eta^2 \right)^{-(\gamma+1)},$$

$$\frac{nT}{n_c T_c} = \frac{\zeta \tau}{y} = \left(1 + \eta^2 \right)^{-\gamma}.$$

Применительно к электроракетным двигателям типа ДАС (двигатель с анодным слоем) и СПД (стационарный плазменный двигатель) мощностью большей 1 кВт на некотором расстоянии от ускорителя в струе выполняются соотношения $\Pi \gg 1$. Поэтому течение в ней описывается изотермическим вариантом системы (1). Автомодельное решение получено аналогичным способом. Оно имеет вид:

$$T = T_0, M_0^2 = \frac{mu_0^2}{\gamma T_2}, \frac{u}{u_0} = \left(\frac{a}{a_0}\right)^{2-C},$$

$$\varsigma y = \left(1 + \eta^2\right)^{1+\frac{C}{2}},$$

$$\left(\frac{u}{u_0}\right)^2 = 1 + \frac{2}{\gamma M_0^2} \ln \frac{ua^2}{u_0 a_0^2}, y^2 = \left(1 + \eta^2\right)^{-1}, \tau = 1,$$

$$(a')^2 = \left(a_0'^2 + \frac{2C}{\gamma M_0^2} \ln \frac{a}{a_0}\right) \frac{u_0^2}{u^2}, C = 2\left(1 - \frac{1}{\gamma M_0^2}\right).$$

Система уравнений, описывающая течение вдоль геомагнитного поля полностью ионизованной плазмы в цилиндрической системе координат z, r, θ имеет следующий вид [7]:

$$j_\theta B - T \frac{\partial u}{\partial r} = 0, T = T_e + T_i, \frac{\partial nu}{\partial z} + \frac{\partial rnv}{r \partial r} = 0,$$

$$\frac{3}{2} \nabla(n \vec{V} T) + n T \nabla \vec{V} = \frac{j_\theta^2}{\sigma_\perp} - \frac{\vec{j} \vec{R}_T}{en} + \nabla \vec{q},$$

$$m_i n u \frac{\partial u}{\partial z} = - \frac{\partial n T}{\partial z},$$

$$j_\theta = -\sigma_\perp v B, \sigma_\perp = \sigma_0 \left(\frac{T}{T_0}\right)^{3/2},$$

где u и v — компоненты скорости потока $\vec{V}$ вдоль осей z и r , R_T — термосила [8].

Если же струя направлена вдоль оси X , а магнитное поле вдоль оси Z , то в декартовой системе координат уравнения, описывающие динамику плазмы поперек магнитного поля, имеют вид [7]:

$$\nabla(nV) = 0, m_i n \nabla(V)u = - \frac{\partial n T}{\partial x} + j_y B,$$

$$\frac{\partial n T}{\partial y} + j_x B = 0, m_i n \nabla(V)w = - \frac{\partial n T}{\partial z},$$

$$j_x = \sigma_\perp v B, \sigma_\perp = \sigma_0 \left(\frac{T}{T_0}\right)^{3/2}, \nabla \vec{j} = 0,$$

$$\frac{3}{2} n V \nabla(T) + n T \nabla V = \frac{j^2}{\sigma_\perp} + \frac{\vec{j} \vec{R}_T}{en},$$

где u, v, w — компоненты скорости течения плазмы $\vec{V}$ по осям x, y, z соответственно; R_T — термосила [8].

Автомодельные решения для этих случаев находятся аналогично, как для случая инерционного разлета. Для всех случаев течений в исследовании [7] получены, в частности, зависимости поперечного размера струи вдоль по потоку и поверхности изоконцентральных.

По мере расширения струи, истекающей в пустое пространство, давление в ней падает и на некотором расстоянии от источника становится равным магнитному давлению. Разлет струи можно условно разделить на три стадии: $S < 1$, $S \sim 1$ и $S > 1$, каждая из которых имеет свои особенности.

На начальной стадии разлета выхлопа, пока $S < 1$, магнитное поле практически не влияет на распространение плазмы, и разлет ее носит инерционный характер. Анализ этой стадии изложен в работе [9]. По мере расширения выхлопа S возрастает, и в некоторой точке $x = x_B$ расширение плазмы поперек магнитного поля замедляется до скорости поперечной диффузии плазмы в магнитном поле $\vec{B}$. Скорость же распространения вдоль поля $\vec{B}$ равна скорости одномерного инерционного разлета. В результате разность этих скоростей сказывается на конфигурации плазменных выхлопов.

На рис. 2 приведены результаты расчета формы струи в зависимости от величины параметра Ампера. На рисунке внизу показана в безразмерном виде конфигурация плазменной струи, истекающей вдоль магнитного поля. Масштабом линейных размеров служит начальный поперечный размер струи a_0 . На рис. 2 зависимость $a(x)$ — это изменение поперечного размера струи, замкнутые кривые — это изоконцентрали $n = \text{const}$.

Перестройка течения происходит на малом участке близи $x = x_B$, где параметр магнитного взаимодействия $S \sim 1$. Скорость струи здесь не-

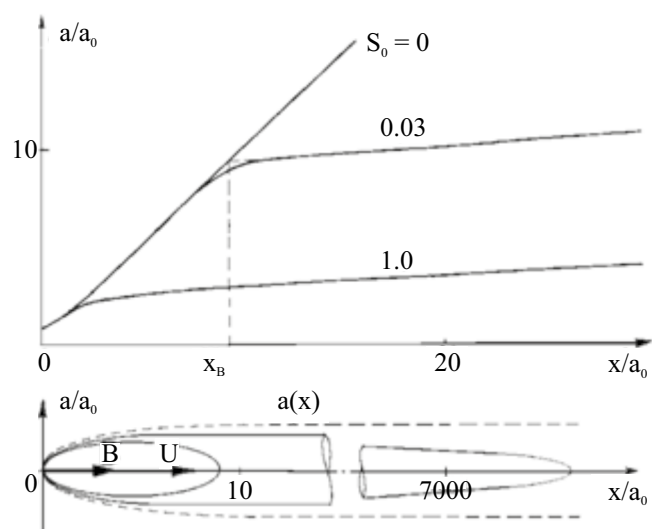


Рис. 2. Перестройка течения под действием магнитного поля.

сколько падает, а температура плазмы увеличивается [17].

Если струя истекает поперек магнитных силовых линий ($\alpha = 90^\circ$), то поверхности изоконцен-тралей приобретают вид лепестка, плоскость симметрии которого параллельна векторам $\vec{V}$ и $\vec{B}$ (см. рис. 1). Возникающая в струе система токов сжимает ее в направлении $\pm Y \parallel [\vec{V} \times \vec{B}]$ и тормозит по оси $X \parallel \vec{V}$. Потоки ионов поперек плоскости лепестка при $x > x_B$ и $r > r_B$ много меньше, чем при коническом разлете, но вдоль $\vec{B}$, т.е. параллельно плоскости плазменного лепестка, они несколько больше. Для таких плазменных образований характерно, что поперечный градиент концентрации плазмы много больше продольного градиента, $\nabla_\perp n \gg \nabla_\parallel$, а изменение концентрации n вдоль струи слабо ($n \sim x^{-1/2} \div n \sim x^{-10/9}$).

Зону струи, не возмущенную геомагнитным полем, можно ограничить двумя размерами:

$$x < x_B \cong \left(\frac{\dot{N} T k^2}{\sigma_c u_c B^2 \pi} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad r < r_B \cong \left(\frac{\dot{N} T \sqrt{k}}{\sigma_c u_c^2 B^2 \pi} \right)^{\frac{1}{3}}$$

Например, для струи стационарного плазменного двигателя и двигателя с анодным слоем киловаттного класса (СПД-100 и ДАС Д-55) с параметрами: средняя скорость потока $u_c = 17000$ м/с, расход ионов $\dot{N} = 2 \cdot 10^{19} \text{ с}^{-1}$, температура электронов $T = 2 \text{ эВ}$, проводимость $\sigma_c = 1000 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$, расходимость $k = 26$ [22, 15],

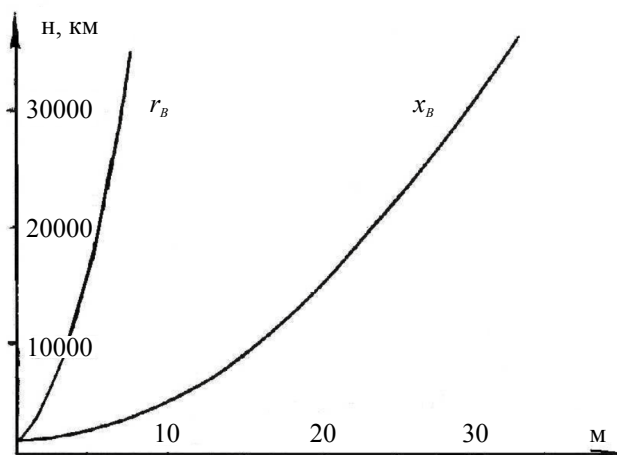


Рис. 3. Границы влияния геомагнитного поля на разлет плазменной струи ДАС Д-55 или СПД-100 в зависимости от высоты орбиты.

созданную на геостационарной орбите, где индукция магнитного поля Земли невелика, $B = 170 \text{ нТл}$, получим $x_B \cong 39 \text{ м}$ и $r_B \cong 8 \text{ м}$. За пределами зоны, ограниченной размерами x_B и r_B , внешнее магнитное поле изменяет характер распределения параметров в струе.

Геометрический предел влияния геомагнитного поля на разлет плазмы в зависимости от высоты орбиты представлен на рис. 3. Графики построены для струи холловского источника плазмы мощностью 1.35 кВт. Показана зависимость продольного размера x_B от высоты орбиты (или, другими словами, от величины внешнего магнитного поля) и поперечного размера струи r_B .

Из рис. 3 видно, что на высотах 300...3000 км невозмущенная зона струи имеет размеры $x_B \sim 2...3 \text{ м}$ и $r_B \sim 0.5...1 \text{ м}$, а на геостационарной орбите $x_B \sim 40 \text{ м}$ и $r_B \sim 6 \text{ м}$.

ОСНОВНЫЕ ОТЛИЧИТЕЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ СТРУИ ЭРД — МОДЕЛИ «КОРСУНОИДА»

Наиболее распространенные математические модели выхлопной плазменной струи основаны на гипотезе о коническом разлете дальней зоны струи в вакууме. При таком рассмотрении основные параметры струи: j_i — плотность потока ионов и ϵ_i — полная энергия ускоренных ионов, в полярных координатах (r, θ) выражаются следующим образом:

$$j = j_c \frac{r_0^2}{r^2} f_1(\theta), \quad \epsilon_i = \epsilon_c f_2(\theta) \quad (3)$$

Здесь j_c, ϵ_c — значения на оси струи.

Исходя из этой модели, при испытаниях ЭРД в вакуумной камере измеряются поперечные распределения в струе $j(\theta), \epsilon(\theta)$ на некотором тестовом расстоянии $r = r_0$ (обычно $r_0 = 1 \text{ м}$). Определенные таким образом функции $f_1(\theta)$ и $f_2(\theta)$ используются для расчетов на любых больших расстояниях.

Аналогичная логика присутствует во многих теоретических работах (см. например [14, 31, 26]). Расчеты проводятся для начального участка струи от выходного сечения двигателя $r = 0$ до некоторого расстояния $r = r_0$. В этих работах в математическое описание включены весьма сложные и трудоемкие кинетические

процессы в струе, учитывающие взаимодействие нескольких компонентов плазмы: одно- и двухзарядные ионы, нейтралы, электроны. Трудоемкость этих расчетов возрастает во много раз по мере все более детального описания распределения параметров в начальном сечении. Применительно к струям двигателей ДАС и СПД такой «детализацией» является то, что поток гиперзвуковой и имеет полость вблизи оси. Результаты этих расчетов, равно как и результаты наземных экспериментальных исследований, показывают [10, 11] и ссылки на литературу в них], что упомянутые нелинейные эффекты существенно влияют на характеристики струи только на ее начальном участке, размером в несколько калибров (практически $r < r_0 \sim 1\text{м}$). Поэтому считается, что за пределами этого начального участка можно пользоваться соотношениями (3).

Конические течения действительно реализуются в сверхзвуковых струях нейтральных газов, истекающих в вакуум [14]. Физическая причина такого свойства потока разреженного газа состоит в отсутствии дальнедействующих сил между нейтралами. Принципиальное отличие потоков плазмы в том, что в плазме есть дальнедействующие электрические силы. Даже в весьма разреженной неоднородной плазме возникают значительные электрические поля и токи.

Основное отличие математической модели струи, разработанной А.Г. Корсуном, состоит в корректном учете согласованных электрических полей и токов на все свойства струи (динамические, тепловые, электрофизические). При рассмотрении задачи о воздействиях плазменной струи на КА и его системы основное внимание в математическом описании потока уделяется особенностям движения струи в дальней зоне ($r \gg 1\text{м}$). Поэтому, чтобы не «перегружать» расчеты, некоторые процессы, происходящие на начальном участке струи, не рассматриваются. (Как правило, за пределами начального участка влияние многих процессов на дальнейшую динамику струи мало.) Начальные данные, необходимые и достаточные для расчетов, берутся из экспериментальных измерений, многократно и тщательно выполненных практически для всех популярных типов ЭРД, на расстоянии $\sim 1\text{м}$ от среза двигателя [см., например, 12, 15, 23, 24].

Имеющиеся в задаче параметры малости $\frac{1}{M^2} \ll 1$ и $\frac{da}{dx} \ll 1$, позволяют получить автоматическое решение для трехмерной гиперзвуковой, узкой, теплопроводной струи, истекающей в вакуум.

О физической природе плазменной струи ЭРД, согласно наземным и летным экспериментальным данным, можно сказать следующее. Поток в струе существенно неконический. Струя по мере удаления от ЭРД под действием самосогласованного электрического поля ускоренно расширяется. Этот эффект особенно заметен в дальней зоне струи (для двигателя СПД-100 $x > 1\text{м}$), в которую могут попадать выступающие элементы конструкции КА (параболические зеркала радиоантенн, панели солнечных батарей и др.) с характерным размером порядка 10м . Плотность потоков импульса и энергии на периферии струи гораздо больше, чем это предполагает модель конического разлета. Соответственно и воздействие струи на элементы КА (силовое, тепловое, эрозионное) происходит значительно интенсивнее.

В узкой слаборасходящейся струе напряженность электрического поля E в радиальном направлении много больше, чем в продольном ($E_r \gg E_x$). Такое поле воздействует на пучок ионов, имеющих начальный разброс по продольным и поперечным скоростям, как электростатический сепаратор: ионы с меньшей начальной энергией больше отклоняются вдоль r , вытесняются на периферию струи и там доускоряются. Этот эффект сильнее проявляется при $x > 1\text{м}$, поэтому в стендовых экспериментах не регистрируется.

Вблизи поверхностей КА, обтекаемых плазмой, возникают тонкие дебаевские слои, характеризующиеся значительным падением потенциала $\Delta\phi_d$. Ионы в этих слоях дополнительно ускоряются в направлении нормали к бомбардируемой поверхности. Этот эффект дает заметный вклад в силовое, эрозионное и тепловое воздействие струи ЭРД на элементы КА.

Вблизи ЭРД струя генерирует облако вторичной плазмы, разлетающееся во всех направлениях и обтекающее все близлежащие участки корпуса КА или вакуумного стенда. Горячие электроны из разряда двигателя (СПД или ДАС) через эту плазму поступают на корпус и создают значительную разность потенциала $\phi_k > \Delta\phi_d$ между струей, КА и окружающей КА плазмой.

Под действием разностей электрических потенциалов, генерируемых и в плазме, и на различных обтекаемых ею участках проводящих поверхностей возникают электрические токи. Пути замыкания плазменных токов через проводящие поверхности стенда или КА существенно влияют на электрофизические и тепловые

характеристики струи. Эти эффекты определяют отличия характеристик струй в вакуумной камере и в космосе.

ВЫВОДЫ

Геомагнитное поле влияет на расширение струй электрических ракетных двигателей. На низких и средних орбитах это влияние начинает сказываться с расстояний $x_B \sim 2...3$ м и $r_B \sim 0.5...1$ м, а на высоких орбитах необходимо учитывать влияние магнитного поля только на радиальные потоки ионов, начиная с $r_B \sim 5$ м.

Геомагнитное поле уменьшает поперечные потоки ионов в направлении перпендикулярно **B** по сравнению с инерционным разлетом, но они несколько возрастают вдоль **B**.

Распределение электрических потенциалов и токов в струе зависит от возможности их «закачивания» вне струи. Такая возможность обуславливается, например, плотностью фоновой плазмы или наличием металлических стенок вблизи струи. Соответственно, от этих условий зависит и степень влияния слабого внешнего магнитного поля на распределение параметров внутри выхлопной плазменной струи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вопросы теории плазмы / под ред. Леонтовича М.А. М.: Госатомиздат, 1963. вып. 2.
2. Роуз Д., Кларк М. Физика плазмы и управляемые термоядерные реакции. М.: Госатомиздат, 1963.
3. Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции. М.: Физиздат, 1963.
4. Морозов А.И. Физические основы космических электрореактивных двигателей. Элементы динамики потоков в ЭРД. М.: Атомиздат, 1978. Т. 1.
5. Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза. Вып. 1.: (доклады I конференции по физике плазмы и проблеме управляемых термоядерных реакций) / АН УССР. Физико-технический ин-т / отв. ред. К.Д. Синельников. Киев: Изд-во АН УССР, 1962. 176 с.
6. Gabdullin F.F., Korsun A.G., Tverdokhlebova E.M. et al. The Plasma Plume of the ISS Plasma Contactor Unit under the Effect of the Geomagnetic Field // Proc. 30th International Electric Propulsion Conference, Florence, Italy. 2007. Art. ID. IEPC-2007-049.
7. Корсун А.Г. Твердохлебова Е.М., Надирадзе А.Б. и др. Вопросы защиты космических аппаратов от электрофизического воздействия. Системная баллистика и эффективность космических систем дистанционного зондирования земли. М.: ЭНЦИТЕХ, 2012. С. 10–236.
8. Брагинский С.И. Явления переноса в плазме // Вопросы теории плазмы / под ред. Леонтовича М.А. М.: Госатомиздат, 1963. Т. 1. С. 183–272.
9. Korsun A.G., Tverdokhlebova E.M. The Characteristics of the EP Exhaust Plume in Space // Proc. 33rd Joint Propulsion Conference and Exhibit. Seattle, WA, USA. 1997. <https://doi.org/10.2514/6.1997-3065>.
10. Габдуллин Ф.Ф., Корсун А.Г., Твердохлебова Е.М. Сопоставление теоретических моделей плазменных струй электрореактивных двигателей с экспериментальными данными // Теоретические и экспериментальные исследования вопросов общей физики. Под ред. акад. Н.А.Анфимова. М.: ЦНИИмаш, 2006. С. 40–70.
11. Korsun A.G., Borisov B.S., Tverdokhlebova E.M. et al. Comparison between Plasma Plume Theoretical Models and Experimental Data // 26th International Electric Propulsion Conf. Kitakyushu, Japan. 1999. Art.ID. IEPC-99-221.
12. Advanced Interplanetary Missions Using Nuclear-Electric Propulsion. Report of Joint Study Group. 1st Institute of Physics, University of Giessen, Germany, 1995.
13. Kim S.-W., Foster J.E., Gallimore A.D. Very-Near-Field Plume Study of a 1.35 kW SPT-100 // 32nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit. Orlando, FL, 1996. Art.ID. AIAA 96-2972.
14. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1967. Вып. 5.
15. Бишаев А.М., Калашников В.К., Ким В. и др. Численное моделирование плазменной струи СПД, распространяющейся в среде низкого давления // Физика плазмы. 1998. Т. 24. № 11. С. 923–928.
16. Boyd I. A Review of Hall Thruster Plume Modeling // J. Spacecraft and Rockets. 2000. V. 38. Iss. 3. DOI: 10.2514/6.2000-4662000.
17. Корсун А.Г. Влияние внешнего магнитного поля на истечение струи низкотемпературной плазмы в вакуум // Ракетно-космическая техника. Научно-технический сборник. Сер. 15. 1990. Вып. 4. ГОНТИ № 1. С. 24–30.
18. Корсун А.Г., Твердохлебова Е.М. Габдуллин Ф.Ф. Динамика искусственных плазменных образований в космосе // Модель космоса. Т. II. Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. М.: Книжный дом Университет (КДУ), 2007. С. 918–944.
19. Korsun A.G. Radial expansion of exhaust plasma plume of electric thruster // 24th International Electric Propulsion Conference. Moscow. 1995. Art. ID. IEPC-95-154.
20. Рожанский В.А., Цендин Л.Д. Столкновительный перенос в частичноионизованной плазме. М.: Энергоиздат, 1988.
21. Рожанский В.А. Теория плазмы, СПб: Лань, 2012.

22. *Myers R.M., Manzella D.H.* Stationary Plasma Thruster Plume Characteristics // Proc. 23rd International Electric Propulsion Conference. Seattle. 1993. Art.ID. IEPC-93-096.
23. *Мухайловский А.Б.* Теория плазменных неустойчивостей. Т. 1. М.: Атомиздат, 1971.
24. *Kirdjashev K.P. et al.* Measurements of Electromagnetic Emissions at Long-Term Tests of T-100 // Proc. 24th International Electric Propulsion Conference, Moscow. 1995. Art.ID. IEPC-95-073.
25. *Garner C.E. et al.* Performance Evaluation and Life Testing of the SPT-100 // 23rd International Electric Propulsion Conference. Seattle. 1993. Art. ID. IEPC-93-091.
26. *Sankovik J. et al.* Performance Evaluation of the Russian SPT-100 Thruster at NASA LeRC // Proc. 23rd International Electric Propulsion Conference. Seattle. 1993. Art.ID. IEPC-93-094.
27. *Хижняк Н.А., Азовский Ю.С., Гужовский И.Т.* Взаимодействие плазменных сгустков с аксиаль-но симметричным магнитным полем // Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза. Киев: Наукова думка, 1971. Вып. 2. С. 48–64.
28. *Корсун А.Г.* Предельные токи в ускорителе плазмы с собственным магнитным полем // Журнал технической физики. 1974. Т. 44. Вып. 1. С. 202–206.
29. *Корсун А.Г.* Температурные слои в замагниченной плазме // Физика плазмы. 1981. Т. 7. № 1. С. 145–158.
30. *Korsun A.G., Tverdokhlebova E.M., Gabdullin F.F.* The Earth's Magnetic Field Effect upon Plasma Plume Expansion // Proc. 25th International Electric Propulsion Conference. Cleveland. 1997. Art. ID. IEPC-97-178.
31. *Boyd I.* Hall Thruster Far Field Plume Modeling and Comparison to Express Flight Data // Proc. 40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit. Reno. 2002. Art. ID. AIAA 2002-0487.