

УДК 533.9.07, 629.7.036

А. В. Аржанников, А. Д. Беклемишев

*Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия*

*Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия*

Arzhannikov@phys.nsu.ru

ЭЛЕКТРОРЕАКТИВНЫЙ ДВИГАТЕЛЬ ВЫСОКОЙ ТЯГИ С ГОФРИРОВАННЫМ ВИНТОВЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Представлен принципиально новый электрореактивный ракетный двигатель, который может обладать большой тягой при высоком удельном импульсе. В основу работы такого двигателя положен механизм ускорения замагниченной плазмы вдоль оси цилиндрической камеры с винтовым гофрированным магнитным полем. Ускорение плазмы достигается в ходе ее дрейфового движения за счет приложенного радиального электрического поля. В аналитическом описании процесса движения плазмы дается наглядное представление о том, как диамагнитные силы обеспечивают процесс непрерывного ускорения ионов плазмы вдоль оси винтового гофрированного магнитного поля. Результатом этого процесса является поток ускоренной плазмы, вытекающий через расширяющееся сечение магнитного сопла, что создает тягу такого ракетного двигателя. Представлены результаты оценочных расчетов, показывающие возможность достижения высокой тяги (диапазона 10^2 – 10^4 ньютонов) винтового плазменного двигателя при высоком удельном импульсе (от уровня $3 \cdot 10^4$ до 10^3 с соответственно) в условиях приемлемого КПД. Указанная совокупность параметров принципиально недостижима для реактивных двигателей, работающих на основе других физических механизмов.

Ключевые слова: электрореактивный ракетный двигатель, замагниченная плазма, винтовое гофрированное магнитное поле.

Введение

Для решения ряда актуальных задач освоения космического пространства (компенсация торможения орбитальных станций в верхних слоях атмосферы, смена положения орбиты космических аппаратов, дальние космические полеты в рамках исследовательских программ, планируемая пилотируемая миссия на Марс) необходима разработка принципиально новых ракетных двигателей, в которых должны сочетаться высокий удельный импульс и большая тяга. Удельный импульс химических ракетных двигателей имеет принципиальное ограничение на уровне 450 с (для водорода с кислородом), что недостаточно для выполнения указанных выше задач. Возможным

решением этой проблемы являются ядерные и электрореактивные (ионные и плазменные) двигатели. Так, для пилотируемой миссии на Марс в настоящее время рассматриваются варианты теплового ядерного ракетного двигателя, который имеет повышенный удельный импульс по сравнению химическими ракетными двигателями и при этом обладает высокой тягой [1]. Электрореактивные двигатели в принципе пригодны для решения таких задач. Однако большая часть ныне существующих моделей плазменных и ионных двигателей при высоком удельном импульсе дает весьма невысокую тягу (порядка одного ньютона), что ограничивает область их применения только в качестве двигателей ориентации или маршевых двигателей малых автоматических

Аржанников А. В., Беклемишев А. Д. Электрореактивный двигатель высокой тяги с гофрированным винтовым магнитным полем // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2016. Т. 11, № 1. С. 107–118.

зондов. Кроме удельного импульса, критически важными характеристиками двигателя являются показатели ресурса и надежности, что мешает масштабированию разрабатываемых в РФ электрореактивных двигателей до уровня мегаваттных мощностей. В США ведется разработка плазменного ракетного двигателя высокой тяги с переменным удельным импульсом (VASIMR – Variable Specific Impulse Magnetoplasma Rocket) с питанием от бортовой ядерной электростанции или иных источников электроэнергии [2].

Концепция двигателя VASIMR предложена американским астронавтом Франклином Чанг-Диазом в 1979 г. В этой системе рабочий газ ионизируется в камере с магнитным полем с помощью геликонного ВЧ-разряда, а затем полученная плазма дополнительно подогревается в магнитном сопле с помощью высокочастотного электромагнитного поля в области ионно-циклотронного резонанса. Благодаря электромагнитной системе ускорения рабочего тела двигателя VASIMR могут достигать высокого удельного импульса. Исходя из имеющейся информации, можно констатировать, что в настоящее время реально работающие реактивные двигательные установки типа VASIMR могут обладать удельными импульсами в диапазоне от 3 000 до 5 000 с (соответственно скорости истечения от 30 до 50 км/с). Изменением мощности, вкладываемой в плазму через радиоволны, и количества рабочего газа, направленного на создание плазмы, можно варьировать удельный импульс и тягу этого двигателя, но величина его тяги в настоящее время не столь велика, как это необходимо для практического использования по актуальным задачам.

Для оснащения космического буксира, доставляющего грузы на низкую орбиту около Луны, предполагается использовать одновременно 5 двигателей VF-200 типа VASIMR, которые будут запитаны от солнечных батарей или от ядерного реактора с мощностью около 1 МВт. Ожидается, что двигатель VF-200 будет иметь системную эффективность 60–65 % и уровень тяги 5 Н. Создание двигателей типа VASIMR с еще большей тягой, а следовательно, работающих на мощности в десятки мегаватт, встретило большие трудности, что не позволяет прогнозировать их использование для многотонных космических кораблей.

Для получения большой тяги (единицы и десятки тонн силы) с середины 1950-х гг. разрабатывается твердофазный ядерный ракетный двигатель (ТЯРД) – реактивный двигатель, в котором в качестве основного источника энергии используется высокотемпературный атомный реактор канального типа. Описание принципа работы такого двигателя и технические достижения в его реализации можно найти в [3]. Представления по этому вопросу можно получить также на Интернет-ресурсах, где эта тематика довольно широко освещена. Съем тепла с рабочей зоны такого реактора обеспечивает создание реактивной струи сжатого раскаленного газа (водород, гелий и др.). В США работы по созданию такого двигателя осуществлялись вначале по программе «Ровер» и с 1961 г. в рамках проекта «Нерва» (англ. NERVA – Nuclear Engine for Rocket Vehicle Application). По причине отказа от программы полетов на Марс этот проект был закрыт к началу 1980-х гг. В СССР созданием двигателя типа ТЯРД занимался широкий круг исследовательских и производственных предприятий, а завершающие испытания проводились на стендах НПО «Луч». Итогом этих работ явилось достижение скорости истечения газовой струи из реактора около 8 км/с в случае американской установки и около 9 км/с для советского ТЯРД. В Советском Союзе был испытан ядерный реактор с мощностью около 230 МВт, из которого вытекала струя водорода с расходом до 16,5 кг/с при температуре 3 100 К. Основные недостатки двигателей такого типа – кратковременность его работы и большие трудности осуществления многократного его включения в рабочий режим.

Возвращаясь к вопросу об электрореактивных двигателях, следует отметить, что в качестве далекого аналога VASIMR в Советском Союзе группой Ю. В. Кубарева с 1960-х гг. разрабатывается схема МПДУ / МПДД (магнитоплазодинамический ускоритель / двигатель, см. [4; 5]). В МПДУ также используется магнитное сопло, но в отличие от VASIMR создание и нагрев плазмы происходит в газовом разряде при протекании тока между электродами. Магнитоплазодинамический ускоритель позволяет получать потоки плазмы с концентрацией частиц на несколько порядков выше, чем у ионных и холловских двигателей. Но по сравнению с VASIMR такая схема характе-

ризуется недостаточным ресурсом работы из-за эрозии электродов и несколько сниженным КПД, что особенно отрицательно сказывается при переходе к двигательным установкам с мегаваттной мощностью.

Следует отметить, что электрореактивные двигательные установки малой тяги с мощностью порядка 1 кВт, использующие в качестве рабочего тела ксенон и йод, были разработаны и испытаны на стенде в ОАО «Ракетно-космическая корпорация “Энергия” имени С. П. Королева». Удельный импульс этой установки достигал 18 км/с, но ее тяга не превышала 0,07 Н. По этой причине для реально используемой третьей ступени ракетносителя для космических аппаратов, которая разработана ФГУП «Государственный космический научно-производственный центр имени М. В. Хруничева», применены ЖРД.

Из приведенного анализа следует, что разработка принципиально новых реактивных двигателей, обеспечивающих большую тягу при высоком удельном импульсе, по-прежнему остается нерешенной задачей для современного космического ракетостроения.

Принцип действия ЭРД с гофрированным винтовым магнитным полем

Данный плазменный ракетный двигатель базируется на принципиально новом меха-

низме ускорения рабочего тела. Этот механизм реализуется в процессе вращения плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях в условиях, когда силовые линии магнитного поля имеют винтовую геометрию, дополненную гофрировкой. Такая геометрия электрического и магнитного полей вначале была предложена для торможения потока плазмы в длинном соленоиде [6]. Затем эта же геометрия полей была рассмотрена в качестве основы для электрореактивного двигателя [7]. Ускорение плазмы в такой геометрии электрического и магнитного полей происходит аналогично действию шнекового механизма, применяемого для подачи жидкости. В таком электрореактивном двигателе (ЭРД) роль неподвижного шнека выполняет гофрированное винтовое магнитное поле, удерживающее плазму. В свою очередь, вращение плазмы вокруг оси такого шнека вызывается физическим механизмом ее движения в скрещенных электрическом и магнитном полях. Форма магнитной поверхности и расположение электродов, обеспечивающих движение плазмы в скрещенных полях в таком магнитоплазменодинамическом ракетном двигателе, схематично показаны на рис. 1.

Желтым и красным цветами изображена магнитная поверхность, по которой распространяется один из слоев плазменного потока в ходе ускорения плазмы при ее движении от области, где она создается в окрестности отрицательного электрода (катода), до маг-

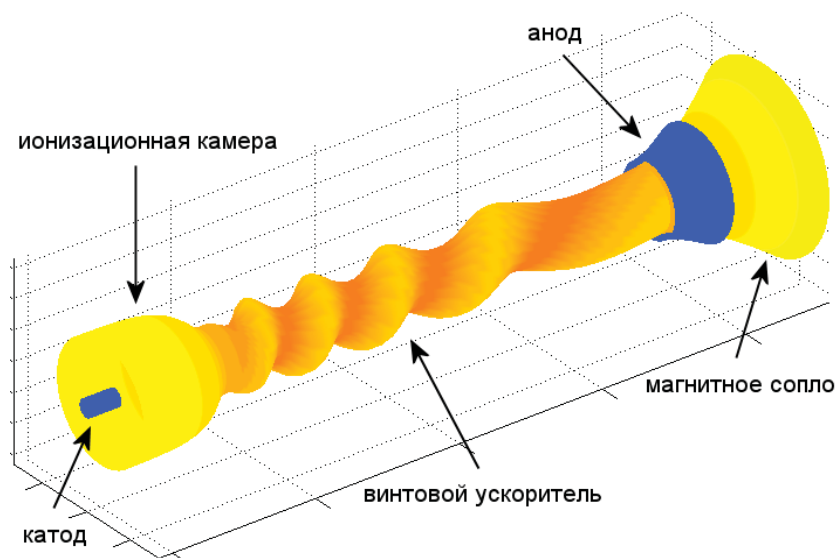


Рис. 1. Схематическое изображение структуры магнитоплазменодинамического реактивного двигателя с гофрированным винтовым магнитным полем

нитного сопла, где размещен электрод под положительным потенциалом (анод). При этом переход в цветовой гамме на изображении магнитной поверхности от желтого цвета к насыщенному красному демонстрирует увеличение индукции ведущего винтового магнитного поля. Получаемый в ионизационной камере частично ионизованный рабочий газ попадает в винтовой ускоритель, где он продвигается к магнитному соплу, наращивая скорость при движении в трубе с винтовым магнитным и радиально направленным электрическим полями. При движении плазменного потока в этих скрещенных полях реактивный импульс отдачи от этого ускоряемого потока принимается магнитным полем. Через силовые линии магнитного поля он передается на катушки, создающие это поле. Импульс, получаемый катушками, через их крепления поступает на корпус двигателя, через который обеспечивается тяга для разгона ракеты. Энергия для ускорения плазменного потока черпается от источника электропитания, который подключен к катоду и аноду. Важно подчеркнуть, что, как будет показано далее, ток, стекающий из плазмы на эти электроды, оказывается вполне умеренной величины. Это должно обеспечить большой рабочий ресурс электродов и повышенную надежность двигателя.

В качестве рабочего тела могут быть использованы как водород, так и благородные газы. Более того, внешняя область ионизационной камеры вблизи катода может служить источником атомарного пара, получаемого из жидкого или твердого состояний вещества. К таким веществам можно отнести, например, йод, легкоплавкий эвтектический сплав или металл, такой как свинец. С помощью дугового распыления можно вносить в ионизационную камеру и сплавы металлов или тугоплавкие вещества.

В отличие от американской разработки типа VASIMR в предлагаемой нами схеме не требуется стопроцентная ионизация рабочего тела, и, следовательно, появляется возможность достижения высокой энергетической эффективности. Работа ускорителя плазменного потока может регулироваться как по подаче газа, так и по скорости истечения (удельному импульсу). Индукция требуемого магнитного поля определяется условиями термоизоляции (для снижения эрозии электродов и стенок камеры) и пере-

дачи импульса. Она выбирается в зависимости от требуемой тяги и удельного импульса. Основная доля электрической мощности, подводимой к двигателю, потребляется в цепи, обеспечивающей радиальное электрическое поле для поддержания вращения плазмы. Электроды, подводящие разность потенциалов к плазме, находятся на разных магнитных поверхностях при высокой индукции магнитного поля. По этой причине рабочее напряжение должно выбираться исходя из радиуса плазменной системы и напряженности винтового магнитного поля.

Далее мы кратко опишем основные физические закономерности в работе такого двигателя, определим диапазоны возможных значений его параметров и кратко остановимся на некоторых его технических характеристиках с учетом особенностей решаемых функциональных задач.

Основные физические закономерности работы двигателя

Ключевая особенность рассматриваемого электрореактивного двигателя состоит в использовании магнитного поля с винтовой гофрировкой. Магнитное поле такой геометрии используется в стеллараторах, и его особенности довольно хорошо изучены. В частности, в обзоре [8] можно найти общее описание магнитного поля с винтовой симметрией и его магнитных поверхностей. В вакуумном случае это поле B можно описать через градиент потенциала Φ ($B = \text{grad}\Phi$), удовлетворяющего уравнению Лапласа. Магнитная система, обладающая винтовой симметрией с осью вдоль z , может быть описана рядом

$$\Phi = B_0 z + \frac{1}{\alpha} \sum_{n=1}^{\infty} b_n I_n(n\alpha r) \sin n(\phi - \alpha z - \phi_n).$$

Здесь, α – обратная величина шагу спирали, n – номер мультипольной составляющей, I_n – модифицированная функция Бесселя, b_n – произвольные амплитуды, ϕ_n – произвольные фазовые сдвиги. Произвольные амплитуды и фазы могут быть использованы для построения всего разнообразия возможных конфигураций. Для бесконечно длинной спирально-симметричной магнитной системы, поперечные сечения поверхностей

с заданным магнитным потоком даются решениями следующего уравнения:

$$\begin{aligned} B_0 &= \\ &= \frac{\alpha r^2}{2} - r \sum_{n=1}^{\infty} b_n I'_n(n\alpha r) \cos n(\phi - \alpha z - \phi_n) = \\ &= \text{const.} \end{aligned}$$

Важными особенностями этих решений являются следующие:

- как для спиральной (если амплитуда b_1 отлична от нуля), так и для прямолинейной ($b_1 = 0$) магнитной системы всегда существует магнитная ось, вдоль которой величина магнитного поля постоянна;

- гофрировка поля растет линейно при смещении от магнитной оси, только если хотя бы одна из амплитуд b_1 или b_2 отлична от нуля, т. е. только в случаях, когда спираль одно- или двухзаходная;

- силовые линии на магнитных поверхностях в общем случае наклонены к оси магнитной системы и имеют шаг, отличный от шага гофрировки;

- в связи с наличием большого числа произвольных коэффициентов (b_n , ϕ_n) имеется широкий выбор при проектировании конкретных профилей магнитных поверхностей и геометрии силовых линий на них.

Тем не менее существуют по крайней мере два важных различия между спирально симметричными полями и желаемым полем для винтового ускорителя плазмы: а) длина структуры ускорителя плазмы конечна; б) шаг спирали должен меняться вдоль системы. К счастью, эти два нарушения симметрии магнитной системы отчасти компенсируют друг друга. В случае стелларатора значительное нарушение симметрии привело бы к разрушению магнитных поверхностей, расщеплению магнитной оси и т. д. Но для системы конечной длины всегда найдется набор вложенных магнитных поверхностей. Действительно, можно определить набор вложенных кривых во «входном» поперечном сечении этой системы и далее продвигать этот набор вдоль силовых линий до «выходного» сечения. Таким образом, будет построена система непересекающихся вложенных магнитных поверхностей. Проблема может возникнуть, если внешняя поверхность пересечется со стенкой.

Отсюда следует, что форма электродов, через которые на плазму подают потенциал для формирования электрического поля, не-

обходимого для ее вращения, должна быть выбрана так, чтобы обеспечить замкнутые дрейфовые траектории электронов плазмы и предотвратить дуговой разряд с электрода на стенку двигателя вдоль силовых линий магнитного поля. Для этого можно использовать решение А. И. Морозова и Л. С. Соловьева для бесконечного периодического магнитного поля, которое для рассматриваемого случая является первым приближением. Еще один важный вопрос: как связаны между собой напряженность магнитного поля и радиус камеры ускорителя плазмы? В рассматриваемой нами схеме эта связь определяется условием поперечного удержания ионов, а оно, в свою очередь, зависит от поперечной энергии ионов и процесса их радиального дрейфа. Будем считать, что единственным источником поперечной энергии ионов является радиальное электрическое поле, обусловленное приложенным к плазме напряжением. Родившийся при ионизации атома ион в скрещенных полях будет двигаться по траектории типа циклоиды. Высота циклоиды по радиусу камеры ускорителя должна быть меньше, чем этот радиус, в противном случае ион будет попадать на стенку камеры даже в отсутствие дополнительного радиального дрейфа. Кинетическая энергия иона из-за его смещения на два ларморовских радиуса ρ в радиальном электрическом поле E выражается в следующем виде:

$$\begin{aligned} mv^2/2 &= 2\rho qE, \\ \rho &= v/\Omega, \end{aligned}$$

где Ω – частота циклотронного вращения. Отсюда следует, что

$$\rho = \frac{4}{m} \frac{qE}{m\Omega^2}, \quad (1)$$

$$r_{\min}^2 = 4c^2 \frac{m}{q} \frac{UN}{B^2},$$

$$r_{\min} B = 2c \sqrt{UN \frac{m}{q}}.$$

Здесь r_{\min} – минимальный радиус разрядной камеры, в который должно укладываться более двух радиусов исходной циклоиды ($N > 2$); B – магнитное поле в камере; U – разность потенциалов, приложенная к плазме; m/q – отношение массы иона к его заряду для используемого рабочего тела. Отсюда следует соотношение

$$r_{\min} B \approx 2 \cdot 10^{-4} \sqrt{UNA}, \quad (2)$$

где разность потенциалов U выражена в вольтах, радиус r_{\min} – в метрах, индукция магнитного поля B – в теслах. Здесь A – атомная масса однозарядного иона используемого рабочего тела. Таким образом, поперечное удержание ионов плазмы требует значительного магнитного поля, и в случае рабочего тела с большим атомным номером необходимо обеспечивать магнитное поле с индукцией в несколько единиц тесла.

Ускорение рабочего вещества в двигателе с винтовым магнитным полем

Положительной особенностью электродинамических ракетных двигателей, таких как VASIMR, является возможность варьировать тягу и удельный импульс двигателя, что позволяет использовать их для выполнения различных задач при маневрировании в космическом пространстве. Поскольку во время полета изменить структуру магнитного поля в двигателе весьма затруднительно, то изменять указанные выше параметры можно, только меняя подачу рабочего тела и варьируя радиальный перепад потенциала на ускоряемом плазменном потоке. В зависимости от плотности плазмы в канале ускорителя режим его работы будет меняться от одночастичного ускорения ионов до газодинамического течения. Рассмотрим варианты рабочих режимов подробнее.

Случай плазмы с низкой плотностью. Сначала рассмотрим режим двигателя с небольшой тягой при низкой плотности плазмы. Предельный случай этого режима – ускорение отдельных ионов, когда коллективными эффектами в плазме можно пренебречь. Схема такого процесса выглядит следующим образом. Пусть ион рождается в области локальной магнитной ямы винтового магнитного поля. Далее ион ускоряется в радиальном электрическом поле и получает поперечную энергию. Соответствующий этому процессу ларморовский радиус находится из уравнения (1). Будет ли этот ион заперт в локальной магнитной ловушке гофрированного поля? Чтобы сформулировать условие удержания, перейдем во вращающуюся систему отсчета, где дрейф иона в скрещенных электрическом и магнитном полях равен нулю, но у гофрировки поля появляется скорость V вдоль оси системы из-за ее спиральной геометрии:

$$V = h(r) \frac{\omega_E}{2\pi} = h(r) \frac{cE}{2\pi r B} = \Omega \rho \frac{h(r)}{8\pi r}. \quad (3)$$

Здесь $h(r, z)$ – период гофрировки. Многое зависит от вида этой функции. Напомним, что дрейф заряженной частицы в скрещенных полях осуществляется вдоль поверхности постоянного потенциала. Это означает, что если нам удалось создать осесимметричные распределения потенциала, например, путем введения электрода непосредственно вдоль геометрической оси спирали, то период циклоиды будет постоянным и равным периоду внешнего поля ($h(r) = h_0$). Но такое приближение будет работать только при очень низкой плотности электронов, когда дебаевский радиус значительно больше, чем радиус системы. В противоположном пределе, который гораздо более реалистичен, наличие относительно холодных электронов на всех силовых линиях магнитного поля приводит к тому, что электростатический потенциал будет функцией магнитной поверхности. В этом случае дрейфовое движение происходит на магнитной поверхности, которая сама имеет спиральную геометрию. Винтовой период у оси магнитной системы и у катушек магнитного поля одинаковый, так что период гофрировки поля вдоль оси стремится к бесконечности, $h(0) \rightarrow \infty$. К счастью, силовые линии на других магнитных поверхностях, как правило, наклонены к направлению магнитной оси. В этом случае мы можем считать, что

$$h(r) = s(r)/r,$$

где $s(r)$ зависит от конструкции катушек, создающих поле.

Вернемся к условию захвата частиц в магнитной яме. Оно выглядит как

$$\frac{m}{2} V^2 \leq \mu \tilde{B} = \frac{m}{2} \rho^2 \Omega^2 \frac{\tilde{B}}{B},$$

где \tilde{B} – глубина магнитной ямы. Из этого следует, что только что родившийся ион может быть захвачен, если структура магнитного поля удовлетворяет условию

$$\frac{\tilde{B}}{B} \geq \frac{h^2}{64\pi^2 r^2}. \quad (4)$$

Конечно, это невозможно непосредственно на оси магнитной системы, но малый численный параметр (1/64) делает это условие реализуемым на большей части радиуса плазмы. Условие захвата не зависит от электрического поля, так что эффективное

управление режимом ускорения с помощью приложенного потенциала возможно без изменения магнитной системы.

Не очевидно, откуда берется энергия для ускорения, ведь конечная кинетическая энергия иона больше его начальной энергии, а магнитное поле работы не совершает. Объяснение состоит в том, что работу совершает радиальное электрическое поле, а ион дрейфует по радиусу системы в процессе отражения от магнитной пробки. Этот дрейф можно интерпретировать как градиентный магнитный дрейф в условиях азимутального градиента индукции:

$$v_r = \frac{\rho^2}{2} \nabla_\phi \Omega = \frac{\mu \nabla_\phi B}{m\Omega} = \frac{h}{2\pi r} \frac{\mu \nabla_\parallel B}{m\Omega}.$$

При этом скорость радиального дрейфа v_r пропорциональна продольному ускорению за счет диамагнитной силы, работа которой равна работе радиального электрического поля

$$\mu \nabla_\parallel B \cdot V dt \equiv q E_r \cdot v_r dt.$$

Таким образом, закон сохранения энергии выполняется, но дрейфовые траектории имеют радиальную составляющую. Заметим также, что средняя поперечная энергия движения ионов вдоль дрейфовых траекторий изменяется приблизительно пропорционально локальному значению индукции B и осциллирует относительно средней величины

$$\varepsilon_\perp = \rho q E_r = \frac{4q^2 E_r^2}{m\Omega^2}. \quad (5)$$

Для непрерывного ускорения необходимо создать такую спиральную структуру магнитного поля, у которой период возрастает вдоль оси системы, что обеспечивает пребывание иона в ускоряющей фазе. Найдем условие синхронизации в приближении малого ларморовского радиуса. Считаем, что глубина модуляции магнитного поля вдоль силовой линии – \tilde{B} , тогда максимальный градиент поля $\nabla_\parallel B \approx \pi \tilde{B} / h(z)$, и продольное ускорение иона имеет вид

$$a_\parallel = \ddot{z} = \pi \mu \tilde{B} / mh(z).$$

Применим условие синхронизации $\dot{z} = V$, где скорость V сама зависит от h (по уравнению (3)). Решая полученное уравнение относительно h , находим

$$h(z) = (h_0^3 + H^2 z)^{1/3}, \quad (6)$$

где

$$H < H_{\max} = 8\pi r \sqrt{\frac{3\pi \tilde{B}}{2B}}. \quad (7)$$

На практике расчет на предельный темп ускорения нерационален, поскольку нужна адаптация системы к начальному разбросу скоростей ионов. Поэтому следует выбирать H ниже полученной оценки (7). Условие захвата частиц в магнитной ловушке (4) можно переписать как $H_{\max} > 2,17h_0$, где H_{\max} дается выражением (7). Это, однако, накладывает ограничение лишь на максимальную скорость увеличения периода. Конечная скорость истечения плазменного потока из системы длиной L имеет вид

$$V_{\text{ex}} \approx V(h(L)) = V(h_0) \left(1 + \frac{H^2 L}{h_0^3} \right)^{1/3}.$$

Представленные выше оценки носят довольно грубый характер, поскольку дрейфовая траектория иона в действительности не локализована на одном радиусе, ибо $h = h(r)$, $\tilde{B} = \tilde{B}(r)$ и т. д. По этой причине магнитная система должна оптимизироваться на основе численных расчетов.

Обсудим теперь роль полярности приложенного к плазме потенциала. Как было показано выше, ускоренные ионы получают энергию от электрического поля во время радиального дрейфа, т. е. дрейф положительного иона направлен к отрицательной магнитной поверхности. Размещение катода на оси приведет к радиальному стягиванию ионов, в то время как противоположная полярность подаваемого на плазму напряжения вызовет радиальное расширение потока. Поскольку при ускорении ионов ожидается их радиальный дрейф в сторону катода, радиальное положение зоны ионизации рабочего тела должно быть локализовано вблизи анода. Оба варианта полярности имеют свои преимущества. Расширяющийся разряд с анодом на оси системы допускает более высокий темп ускорения по причине глубокой модуляции магнитного поля на краю, но может иметь низкий КПД выброса плазмы из сопла с широким раствором конуса. Стягивание разряда к катоду, расположенному на оси, может иметь худшую эффективность ускорения из-за низкого пробочного отношения, но естественное нарастание периода спирали вблизи оси и пониженная эрозия стенок камеры представляются весьма полезными.

Учет влияния ионных столкновений при повышенной плотности плазмы. При переходе к режимам с высокой плотностью плазмы проявляются коллективные эффекты, например столкновения, которые выводят ионы из резонанса. Как и в многопробочных магнитных ловушках [9], из-за плазменных колебаний эффективная частота столкновений может сильно превосходить классическую. В фазовом пространстве ионы могут быть разделены на две популяции: пролетные (вне резонанса) и захваченные в локальную ловушку (в резонансе), в то время как столкновения вызывают обмен и трение между частицами этих двух популяций. Если режим течения плазмы является слабостолкновительным, т. е. длина свободного пробега иона λ близка к периоду гофрировки магнитного поля ($\lambda/h \sim 1$), то наиболее важным фактором во взаимодействии двух популяций является относительная заселенность. Соотношение между популяциями по числу частиц зависит от фазового объема потенциальной ямы для захвата ионов. Описать пространственную геометрию этой потенциальной ямы для ускоряемых в резонансе частиц весьма трудно, поскольку она по своей природе является трехмерной, простираясь вдоль винтовой поверхности с минимумом магнитной индукции и в направлении радиального дрейфа. Если период винта $h(z)$ постоянен, то глубина магнитной ямы имеет вид $\mu\delta B$, как для ловушек с магнитными пробками. Однако если двигатель оптимизирован для эффективного ускорения отдельных ионов, так что $h(z)$ возрастает, то захват можно описать в неинерциальной системе отсчета с эффективным полем тяжести

$$g_z = V \frac{dV}{dz} = h \frac{\partial h}{\partial z} \frac{\Omega_E^2}{4\pi^2}.$$

Потенциальная энергия должна быть добавлена к диамагнитной энергии, и локальная потенциальная яма имеет вид

$$U(z) \approx \mu B(z) + mV^2(z)/2.$$

Отсюда следует, что глубина ямы, захватывающей частицы, уменьшается до нуля, если поперечная энергия иона такая же, как в схеме ускорения отдельных ионов, и $h(z)$ оптимизирована для достижения максимального ускорения. Это означает, что предельная оптимизация $h(z)$ неприемлема для работы двигателя при повышенной плотно-

сти плазмы. Вместо этого для слабостолкновительного режима следует выбрать меньший темп нарастания $h(z)$ с коэффициентом порядка 2. В этом случае при $\tilde{B}/B \sim 1$ фазовые объемы для захваченных и пролетных ионов окажутся сопоставимы. Захваченные ионы будут приобретать в среднем скорость $V(z)$, в то время как популяция пролетных ионов будет ускоряться за счет столкновительного трения о захваченные ионы. Понятно, что ионы этой популяции будут иметь несколько меньшую скорость при вылете из сопла двигателя. Взаимодействие ионов с гофрированной магнитной структурой имеет много общего с механизмом многопробочного удержания в ловушке для термоядерной плазмы [10].

Среднюю длину свободного пробега ионов λ можно оценить исходя из их начальной поперечной энергии ε (см. (5)), плотности ионов, относительной глубины магнитной ловушки и характерного угла рассеяния [11]. Если длина пробега больше, чем длина установки L , двигатель работает в эффективном режиме ускорения отдельных ионов. Если $h < \lambda < L$, ускоряются по крайней мере все захваченные ионы, так что если $\delta U/T \sim 1$, то половина ионов ускоряется до требуемой энергии. При еще более высокой плотности, когда длина свободного пробега становится малой ($\lambda < h$) и режим течения становится гидродинамическим, теория многопробочного удержания предсказывает резкое снижение эффективности взаимодействия ионов с магнитной структурой. И это приведет к снижению эффективности реактивного двигателя.

МГД-режим течения ускоряемого потока. Тем не менее работа двигателя в столкновительных режимах также возможна. В частности, винтовой ускоритель может передавать дополнительный импульс частично ионизованному плотному газу (как в ЖРД), если нужна высокая тяга при относительно невысоком удельном импульсе. Некоторые предварительные замечания могут быть сделаны по этому вопросу на основе модельного описания плазмы в МГД-приближении [7].

В плотном случае проводимость плазмы вдоль силовых линий остается высокой, и электрический потенциал будет примерно постоянным на магнитных поверхностях. Тогда скорость $E \times B$ -дрейфа будет касатель-

ной к этим поверхностям, но линии потока вещества будут иметь и поперечную компоненту из-за наличия радиального тока. Этот радиальный ток переносят частицы, и, следовательно, разряд будет сжиматься или расширяться вдоль оси в зависимости от полярности приложенного потенциала, как и для кинетического режима. Но мы пока пренебрежем радиальным переносом и попытаемся описать, может ли винтовой ускоритель работать в МГД-режиме. Допускает ли такая система систематическую передачу импульса от магнитного поля с винтовой гофрировкой к продольному потоку плазмы?

Механизмов передачи импульса может быть несколько. Сначала определим похожую идеализированную систему без передачи импульса. Так, если игнорировать дивергенцию дрейфовой скорости и считать ее постоянной, то каждая гофра поля становится эквивалентной бегущему одномерному соплу Лавалья с поперечным сечением, пропорциональным $1/B(z-Vt)$ (где V задается вращением плазмы и спиральной геометрией магнитного поля). Если поток имеет дозвуковую скорость и газ является идеальным (без вязкости), то продольная скорость в равных сечениях силовой трубки будет одинаковой, т. е. систематической передачи импульса не будет.

В этой идеализированной модели мы отказались от трех осложняющих факторов: 1) вязкости (при том что продольная вязкость в разреженном ионизованном газе может быть велика); 2) дивергенции и общей функциональной зависимости распределения скорости дрейфа по магнитной поверхности; 3) возможности сверхзвуковых скоростей (что сделает зависимость давления вдоль сопла двузначной функцией). Каждый из этих факторов нарушает симметрию потока и может приводить к передаче импульса, что, собственно, и нужно. Для количественного описания передачи импульса в МГД-режиме требуются дальнейшие исследования.

Оценочные расчеты, характеризующие перспективы практического применения

Приведенное выше аналитическое рассмотрение режимов работы двигателя по-

зволяет получить представление о ключевых факторах, определяющих его работу. Детальная теоретическая проработка режимов работы с плазмой высокой плотности потребует сложных компьютерных расчетов. Однако относительно грубые представления о физических и технических характеристиках винтового плазменного двигателя можно получить, используя аналитические выражения, полученные выше. Прежде всего остановимся на оценке характерных геометрических размеров ускоряющей структуры параметров магнитоплазменного реактивного двигателя.

Геометрия магнитной системы двигателя определяется уравнением (6). Темп нарастания шага спирали H выберем в виде $H = h_0 = 2R$. Этот выбор совместим со всеми ограничениями по гофрировке поля и запасу по фазовому объему. За время ускорения ион дрейфует по радиусу, так что длина системы не должна превышать ее предельную величину, при которой ион смещается на весь радиус системы. Из закона сохранения энергии и скорости истечения V_{ex} получаем

$$L < \frac{h_0^3}{H^2} \left((N/2)^{3/2} - 1 \right),$$

где N – число радиусов циклоиды иона на радиусе системы. При $N = 10$ можно оценить полную длину L приемлемой магнитной системы: $L \sim 10h_0 \sim 20R$. Поскольку при использовании сверхпроводника толщина обмоток в катушках будет невелика, то можно считать, что внутренний диаметр цилиндрической рабочей камеры двигателя будет иметь тот же радиус R . При выборе минимального значения индукции магнитного поля в магнитной ловушке $B = 3T$ можно по формуле (2) вычислить минимальный радиус r_{min} этой камеры. Для оптимизированного варианта двигателя, предназначенного для работы с удельным импульсом $I_g = 3000$ с (удельный импульс 3000 с соответствует скорости истечения рабочего вещества 30000 м/с), по формуле (2) проведен расчет минимального радиуса камеры r_{min} для значения индукции магнитного поля $B = 3T$. Результат расчета для случая, когда перепад потенциала по радиусу плазменного потока определяется по требуемой скорости истечения I_g , но не менее $U_{min} = 300B$, а на радиусе камеры укладывается $N = 10$ радиусов ионной циклоиды, представлен на рис. 2.

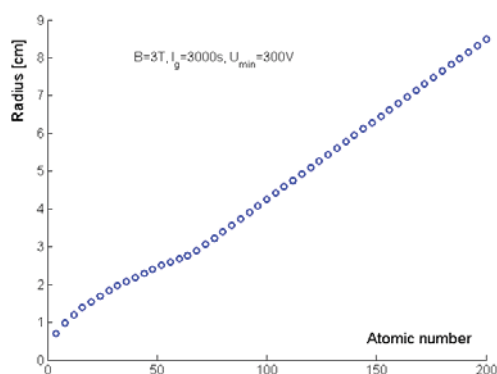


Рис. 2. Зависимость минимального радиуса рабочей камеры винтового электрореактивного двигателя (в сантиметрах) от атомного номера A используемого в нем рабочего вещества

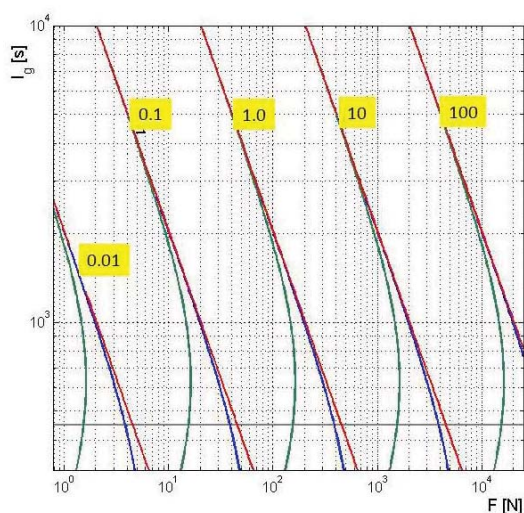


Рис. 3. Зависимость удельного импульса I_g электрореактивного двигателя от его тяги F

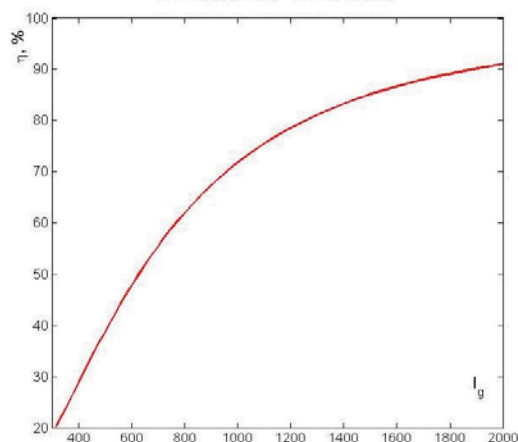


Рис. 4. Зависимость КПД электрореактивного двигателя от его удельного импульса I_g (секунды) в случае использования аргона в качестве рабочего вещества и потерь на его однократную ионизацию

Видно, что при выбранных параметрах электрического и магнитного полей радиус камеры не превышает 10 см даже при использовании такого тяжелого вещества, как свинец $^{82}\text{Pb}_{207}$.

Как было отмечено, удельный импульс химических ракетных двигателей ограничен уровнем $I_{g_{\text{chem}}} = 470$ с, а представленный нами оценочный вариант двигателя характеризуется $I_g = 3000$ с. Но какой уровень тяги возможен для предлагаемого нами ЭРД при таких масштабах удельного импульса? Учитывая в законе сохранения энергии затраты на однократную ионизацию рабочего вещества, можно вычислить максимальную скорость истечения вещества из сопла двигателя в зависимости от тяги при постоянной мощности. Результат таких расчетов представлен на рис. 3, при этом предполагалось отсутствие прочих потерь, так что эффективность любого реального ЭРД всегда ниже. На этом рисунке представлена зависимость удельного импульса I_g (в секундах) электрореактивного двигателя от его тяги F (в ньютонах) при различной величине электрической мощности, подводимой к плазме (в мегаваттах). Электрическая мощность, подводимая к плазме от внешнего источника электропитания, выступает для этой зависимости внешним параметром и обозначена на рисунке рядом с линиями цифрами от 0.01 до 100 мегаватт. Синие линии относятся к случаю использования свинца в качестве рабочего вещества, а зеленые – при использовании аргона. Красные прямые линии показывают теоретический предел, при котором вся энергия, подводимая от источника к плазме, преобразуется в кинетическую энергию реактивной струи, т. е. когда КПД двигателя стремится к 100%. Черная горизонтальная линия изображает предельный уровень по удельному импульсу, который могут достигнуть, химические реактивные двигатели.

В соответствии с законами сохранения энергии и импульса повышение тяги реактивного двигателя при заданной электрической мощности, подводимой к плазме, достигается за счет увеличения массы ускоряемого вещества при снижении скорости его вытекания из сопла. Это автоматически означает соответствующее снижение удельного импульса. Следует подчеркнуть, что это снижение удельного импульса не носит

драматического характера и при умеренной мощности остается на уровне нескольких тысяч секунд. Так, при подводимой электрической мощности 0,1 МВт возможна тяга на уровне 10 Н при удельном импульсе около 2 000 с, что недостижимо ни для какого из существующих реактивных двигателей. Следовательно, повысив мощность до 10 МВт, можно достигнуть тяги 10^3 Н, т. е. ста килограммов силы, что уже позволяет решать задачи ракетно-космической отрасли, обозначенные во введении.

Что касается зависимости КПД рассматриваемого нами двигателя от удельного импульса, то его величину характеризует рис. 4, на котором представлен результат, полученный в относительно грубом приближении для случая использования аргона в качестве рабочего вещества. Из рисунка видно, что КПД двигателя может превысить 75 %, если его использовать при удельном импульсе около 1 200 с. В этом случае тяга двигателя мощностью 10 кВт будет на уровне 1 Н.

Предлагаемый нами двигатель в принципе может существенно превосходить американскую разработку типа VASIMR по энергетической эффективности. Для ионно-циклотронного нагрева необходима полностью ионизованная плазма, при этом энергетические затраты на ионизацию рабочего тела являются чистыми потерями энергии. Расход энергии на ионизацию газа в общих затратах на ускорение довольно велик, особенно это проявляется, если удельный импульс системы не очень сильно (менее чем в 10 раз) превышает удельный импульс тепловых двигателей. Именно такие режимы с относительно низким удельным импульсом и высокой тягой являются оптимальной областью применения предлагаемого винтового ЭРД. При этом, в отличие от VASIMR, в нем должны быть ниже потери по электронному каналу и он потенциально может работать с частично ионизованным рабочим телом.

Важным обстоятельством является и то, что существующее в настоящее время техническое решение по VASIMR обеспечивает мощность всего 1 МВт при одновременной работе пяти двигателей такого типа. Этот относительно скромный результат обусловлен невозможностью вклада мегаваттной мощности в плазму единичного магнитного сопла из-за необходимости перехода к

большим магнитным полям и к генераторам электромагнитных колебаний мегаваттного диапазона с соответствующей высокой частотой. В случае ЭРД с гофрированным винтовым магнитным полем энергия для разгона вдоль магнитного поля частично ионизованного рабочего тела черпается из приложенного к плазме статического напряжения, и поэтому не требуется высокая индукция ведущего магнитного поля в сопле двигательной установки, а также полностью исчезла необходимость в использовании мощных генераторов высокой частоты.

Заключение

Рассмотрены ключевые особенности протекания плазменных процессов в электрореактивном ракетном двигателе с винтовым гофрированным магнитным полем, в котором ускорение плазменного потока осуществляется в ходе дрейфового движения плазмы из-за приложенного радиального электрического поля.

Показано, что:

- в определенных условиях диамагнитные силы осуществляют процесс непрерывного ускорения ионов плазмы вдоль оси винтового гофрированного магнитного поля;
- для обеспечения непрерывного пребывания ионов в условиях ускорения спиральная структура магнитного поля должна изменяться вдоль оси системы по заданному закону;
- такой плазменный реактивный двигатель может достигать высокой тяги (порядка 10^2 – 10^4 Н) при высоком удельном импульсе (от $3 \cdot 10^4$ до 10^3 с соответственно) в условиях приемлемой технической реализации и хорошего КПД (порядка 70 %), что принципиально недостижимо для реактивных двигателей, работающих на основе других физических механизмов.

Список литературы

1. Морозов А. И., Шубин А. П. Космические электрореактивные двигатели. М.: Знание, 1975. 64 с. (Новое в жизни, науке, технике. Серия: Космонавтика. Астрономия. Вып. 7)
2. Chang-Diaz F. R. The Vasimir rocket // Sci. Am. 2000. Vol. 283. P. 90.
3. Паневин И. Г., Прищепина В. И., Хазов В. Н. Космические ядерные ракетные

двигатели. М.: Знание, 1978. 64 с. (Новое в жизни, науке, технике. Серия «Космонавтика, астрономия». Вып. 6)

4. Кубарев Ю. В. Полеты на Марс. Электрореактивные двигатели настоящего и будущего // Наука и технология в промышленности. 2006. № 2. С. 19–35.

5. Кубарев Ю. В., Черник В. Н. Магнито-плазмодинамический ускоритель, его применение в космических и наземных условиях. Часть 1 // Наука и технологии в промышленности. 2008. № 4. С. 7–18.

6. Beklemishev A. D. // Fusion Sci. Technol. 2013. Vol. 63 (1T). P. 355.

7. Beklemishev A. D. // Physics of Plasmas. 2015. Vol. 22. P. 103506.

8. Morozov A. I., Soloviev L. S. The structure of magnetic fields // Reviews of Plasma Physics 2 / Consultants Bureau. New York, 1966.

9. Budker G. I., Mirnov V. V., Ryutov D. D. Influence of Corrugation of the Magnetic Field on the Expansion and Cooling of a Dense Plasma // JETP Lett. 1971. Vol. 14. P. 212.

10. Arzhannikov A. V., Batrakov A. M., Burdakov A. V., Ivanov I. A., Mekler K. I., Postupaev V. V., Rovanskiy A. F., Polosatkin S. V., Sazanskii V. Ya., Sinitskii S. L., Sulyaev Yu. S. Experimental study of the dynamics of neutron emission from the GOL-3 multimirror trap // Plasma Phys. Rep. 2006. Vol. 32. P. 94.

11. Kotelnikov I. A. New Results in the Theory of Multiple Mirror Plasma Confinement // Fusion Sci. Technol. 2007. Vol. 51 (2T). P. 186.

Материал поступил в редколлегию 15.02.2016

A. V. Arzhannikov, A. D. Beklemishev

*Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS
11 Acad. Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

*Novosibirsk State University
2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

Arzhannikov@phys.nsu.ru

AN ELECTRO-JET ROCKET ENGINE WITH BIG THRUST AT HELICAL CORRUGATED MAGNETIC FIELD

A fundamentally new electro-jet rocket engine having a big thrust with a high specific impulse is described in this paper. The acceleration mechanism of magnetized plasma along the axis of a cylindrical chamber with a helical corrugated magnetic field is put in the basis of such engine. The plasma acceleration is achieved during its drift motion by applying a radial electric field. The analytical description of the plasma motion process gives a visual representation of how the diamagnetic forces provide the process of the continuous acceleration of plasma ions along the axis of the helical corrugated magnetic field. As the result of this process, the accelerated plasma stream flows through the expanding cross section of a magnetic nozzle and the thrust of the rocket engine is created. Estimated calculations showed the ability of the new electro-jet rocket engine to achieve the big trust (in the range 10^2 – 10^4 Newton) with the high specific impulse (from the level $3 \cdot 10^4$ to 10^3 seconds, respectively) at a reasonable efficiency. This set of parameters is fundamentally unattainable for another jet engines operating on the basis of other physical mechanisms.

Keywords: electric rocket engine, magnetized plasma, helical corrugated magnetic field.