

АКАДЕМИИ НАУК СССР
КОМИССИЯ ПО РАЗРАБОТКЕ НАУЧНОГО НАСЛЕДИЯ К.Э. ЦИОЛКОВСКОГО
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ МУЗЕЙ ИСТОРИИ КОСМОНАВТИКИ

ИМ. К.Э. ЦИОЛКОВСКОГО

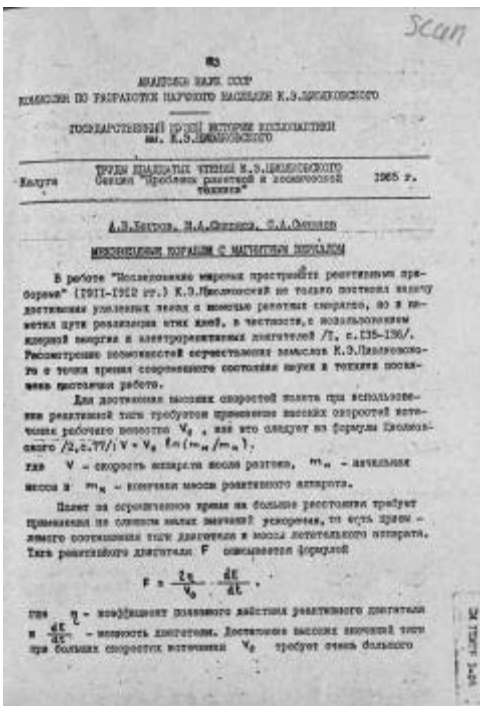
ТРУДЫ ДВАДЦАТЫХ ЧТЕНИЙ К.Э.ЦИОЛКОВСКОГО

Секция "Проблемы ракетной и космической техники"

Калуга, 1985 г.

А.В.Багров, М.А.Смирнов, С.А.Смирнов

МЕЖЗВЕЗДНЫЕ КОРАБЛИ С МАГНИТНЫМ ЗЕРКАЛОМ



В работе "Исследование космических пространств реактивными приборами" (1911-1912 гг.) К.Э.Циолковский не только поставил задачу достижения удаленных звезд с помощью ракетных снарядов, но и наметил пути реализации этих идей, в частности, с использованием ядерной энергии и электрореактивных двигателей /1, с.135-136/. Рассмотрению возможностей осуществления замыслов К.Э.Циолковского с точки зрения современного состояния науки и техники посвящена настоящая работа.

Для достижения высоких скоростей полета при использовании реактивной тяги требуется применение высоких скоростей истечения рабочего вещества V_0 , как это следует из формулы Циолковского/2, ст.77/: $V = V_0 \cdot \ln(m_n/m_k)$, где V - скорость аппарата после разгона, m_n - начальная масса и m_k - конечная масса реактивного аппарата.

Полет за ограниченное время на больше расстояния требует применения не слишком малых значений ускорения, то есть приемлемого соотношения тяги двигателя и массы летательного аппарата. Тяга реактивного двигателя F

описывается формулой

$$F = \frac{2\eta}{V_0} \cdot \frac{dE}{dt},$$

где η - коэффициент полезного действия реактивного двигателя dE/dt - мощность двигателя. Достижение высотных значений тяги при больших скоростях истечения v_0 требует очень большого энерговыделения в единицу времени.

Взаимодействие рабочего вещества с реактором неизбежно приводит к нагреву самого реактора, и возникает проблема сброса тепла. Согласно закону Стефана-Больцмана 1 м поверхности, нагретой до 300°K, излучает 0,5 кВт, так что в конструкции звездолета, во избежание трудностей проектирования эффективных радиаторов, необходимо достижение минимально возможного разогрева звездолета выделяемой в двигателе энергией.

Конструкция межзвездного корабля, кроме того, должна предусматривать защиту его от столкновений с частицами межзвездной среды; при скоростях полета в несколько тысяч

километров в секунду они будут не только обладать большой энергией, но и большой проникающей способностью.

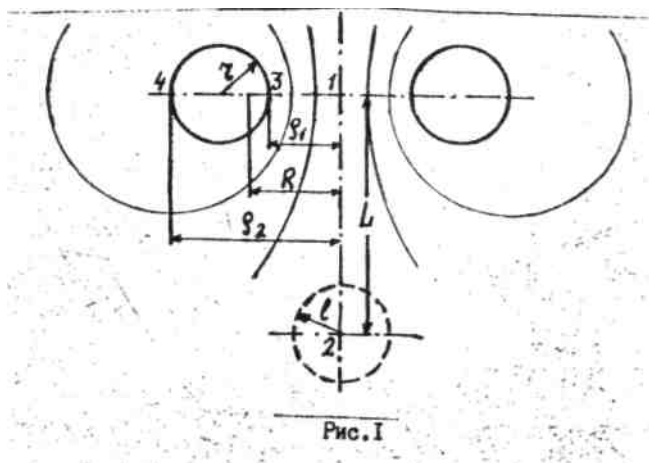
Химические источники энергии не могут дать продуктов реакции со скоростями, превышающими 5 км/с. Ядерные источники энергии позволяют достичь скоростей истечения до 10-30 тыс. км/с при энерговыделении вплоть до $0,01 mc^2$. Энерговыделение $\sim mc^2$ (следовательно, скорости истечения тоже $\sim c$) достижимо при аннигиляции и гравитационном коллапсе. Для осуществления межзвездных полетов подходят только три последних источника энергии; носителями энергии в них являются частицы с энергией не меньше нескольких Мэв.

Для формирования направленного потока частиц необходимо применение эффективного фокусирующего устройства. Заряженные частицы любых энергий могут эффективно отражаться магнитным полем. Что же касается высокоэнергичных нейтральных частиц, то современная физика не может предложить для них эффективного отражателя.

Фокусирующее и отражающее осесимметричное магнитное поле можно получить от кольцевого магнита. Если энергия выделяется на оси магнитного поля в виде заряженных частиц, то отражаясь магнитным полем, они передадут свой импульс формирующему это поле магниту. Часть частиц, которая окажется движущейся точно по оси магнитного поля, не будет отражена, и, сохранив свою энергию, пройдет сквозь магнитное зеркало. Энергия этого пучка частиц будет поглощена веществом на пути движения звездолета; ионизированные частицы межзвездной среды будут отклонены его магнитным полем, - тем самым будет решен вопрос о защите звездолета от столкновений с частицами межзвездной среды. В качестве формирователя магнитного поля можно использовать замкнутый виток с током, например, тор.

При использовании магнитного зеркала зона реакции оказывается вынесенной за пределы защищаемой магнитным полем конструкции звездолета. Какой бы ни был применен принцип инициации реакции в ней, подачу реагентов в зону реакции следует сделать дискретной, тогда продукты реакции предыдущего цикла не смогут привести к распылению реагентов, не дошедших еще до зоны реакций, поскольку в момент предыдущего взрыва они находятся под защитой магнитного поля. С одной стороны, это требование может привести к очень высоким скоростям подачи реагентов, а с другой стороны, это условие означает, что жесткость магнитного поля звездолета должна быть достаточной, чтобы выдержать энергию единичного взрыва E .

Время Δt , необходимое для вылета продуктов реакции из объема "двигателя", определяется соотношением $\Delta t = 2L / V_0$, где L - расстояние от плоскости симметрии тора до ^оны реакции (рис.1). Промежуток t между единичными взрывами должен быть больше Δt на длительность инъекции топлива в зону реакции.



Условие достаточной жесткости магнитного поля для выдерживания взрыва можно записать в виде:

$$\begin{cases} \frac{H_2^2}{8\pi} \cdot \frac{4}{3}\pi l^3 = E_0, \\ l < L, \end{cases}$$

где H_2 , - напряженность магнитного поля в точке 2 (зоне реакции), l - радиус расширения зоны взрыва, деформирующей магнитное поле (эффективный размер зоны реакции).

Для того, чтобы заряженные частицы отразились магнитным полем в направлении падения его напряженности, необходимо, чтобы ларморовский радиус частиц был мал по сравнению с L , а само поле имело большой градиент:

$$\begin{cases} \frac{m_0 V_0 \cdot c}{q \cdot H_2} < L \\ H_2 / H_1 \ll 1, \end{cases}$$

где m_0 - масса частицы, q - ее заряд и H_1 , - напряженность поля в центре тора (точка 1).

Коэффициент полезного двигателя звездолета η определяется долей энергии реакции, уносимой заряженными частицами η_1 долей отраженных магнитным полем частиц η_2 и степенью сфокусированности реактивной струи η_3 :

$$\begin{aligned} \eta &= \eta_1 \cdot \eta_2 \cdot \eta_3, \\ \eta_2 &= 1 - \frac{1}{4} (H_2 / H_1), \\ \eta_3 &= \frac{1}{\pi} \sin \varphi, \end{aligned}$$

где $\operatorname{tg} \varphi \approx l / L$.

Поток энергии из зоны реакции, не ослабленный магнитным полем (переносимый нейтральными частицами), частично поглощается материалом звездолета. Поглощенная энергия должна быть излучена:

$$\begin{aligned} Q &= \frac{dE}{dt} (1 - \eta_1) \frac{1}{4\pi L^2} s \\ \Lambda &= \sigma T_0^4 s', \end{aligned}$$

где Q - поглощаемая энергия в единицу времени, s - эффективное сечение поглощения, Λ - мощность теплового излучения, T_0 - температура излучающей поверхности и s' - эффективная площадь излучающей поверхности.

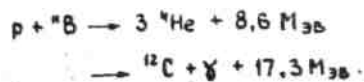
Температура термически не связанных элементов конструкции звездолета определяется соотношением:

$$Q_i = \Lambda_i$$

Все сформулированные выше принципы могут быть воплощены в реальную конструкцию на уровне современной или близкой к современной технологии.

В качестве материальной основы магнитного зеркала принят тор с покрытием из сверхпроводящей пленки. Известные сейчас сверхпроводники I рода выдерживают магнитное поле напряженностью до 10^4 эрстед при температуре около 23°K . Толщина пленки определяется глубиной проникновения в сверхпроводник магнитного поля, а для создания предельного поля достаточно пленки толщиной 10 см.

В качестве источника энергии выбрана термоядерная реакция с высокой долей энергии, приходящейся на зараженные частицы:



Скорость разлета α -частиц в этой реакции $V_0 = 10^4$ км/с. Первая реакция идет примерно в 100 раз эффективнее, чем вторая, а выделяющиеся во второй реакции γ -кванты имеют энергию около 2 МэВ, и, следовательно, уносят около 0,3% общего энерговыделения. Инициация этой реакции может быть достигнута с помощью облучения заряда лазерами ближайшего будущего. Единичный взрыв должен давать энергию не менее 10^{15} эрг; при этом все вещество заряда будет участвовать в реакции /3/.

Магнитное поле тора будет обжимать тор по толщине и растягивать его по диаметру. Значит, тонкостенную пленку нужно наносить на силовой каркас, способный противостоять этому давлению. Чтобы избавиться от неблагоприятной по конструктивным соображениям работы каркаса на сжатие и растяжение по разным направлениям, можно скомпенсировать усилие сжатия давлением дополнительного магнитного поля внутри тора (как в кольцевом соленоиде). При этом оболочка тора будет работать только на растяжение и может быть изготовлена из высокопрочного волокна. Подробное исследование магнитных свойств тора приведено в работе /4/, а результаты конкретных вычислений - в таблице 1.

Таблица 1.

Параметр	ядерный звездолет	планетолет	мезонный звездолет
внешний диаметр тора $2r_2$ (м)	200	67	600
внутренний: диаметр $2r$ (м)	67	22	200
толщина тора $2r$ (м)	67	22	200
расстояние до зоны реакции от плоскости тора L (м)	150	50	500
поле на оси тора H_1 , (Э)	3000	30000	1000
масса оболочки (т)	6,7	27,9	22,4
температура оболочки T_0 (К)	23	300	300
энергия единич. взрыва E_0 (эрг)	$5 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^{15}$	$4,5 \cdot 10^{16}$
частота взрывов (Гц)	28,9	3290	16550
сила тяги (Т)	0,265	30,3	25,2
КПД двигателя	0,9	0,9	0,5

В качестве примера приведем конкретные расчеты звездолета. Материалом его оболочки может служить боровое волокно (предел прочности 590 кГс/мм²). Для осуществления термоядерной реакции $p + {}^{11}\text{B} \rightarrow {}^3\text{He} + 8,6$ МэВ в качестве топлива следует применить бораны (бороводородные соединения типа B_nH_{n+2}). Топливо, полезная нагрузка и термоядерная установка могут быть размещены вне тора для того чтобы обеспечить тепловой режим сверхпроводника при $T_0 = 23^\circ\text{K}$. Значения, размеры и конструктивные параметры звездолета приведены в таблице 1.

Летные характеристики звездолета представлены в таблице 2. Они получены в предположении, что корабль посылается в односторонний полет, причем после разгона до крейсерской скорости полет проходит при неработающих двигателях, которые снова включаются на этапе торможения.

Таблица 2.

Параметр	ядерный	мезонный
крейсерская скорость, км/с	10000	150000
стартовая масса, т	214	313
финишная масса, т	29	42,4
время разгона, лет	14,8	3,8
время торможения, лет	5,5	1,4
дистанция разгона и торможения, световых лет	0,25	0,96
минимальное ускорение при старте, g	$1,24 \cdot 10^{-3}$	$8,05 \cdot 10^{-2}$
максимальное ускорение, g	$9,1 \cdot 10^{-3}$	0,59

Применение космического аппарата описанного типа для полетов в пределах солнечной системы ограничено следующими факторами: солнечным радиационным нагревом, затрудняющим применение низкотемпературного сверхпроводника, и малым значением тяги двигателя, не позволяющим на дистанции перелета достичь крейсерской скорости свыше 3 км/с. Эти трудности могут быть обойдены, если рассмотреть возможность применения гипотетического высокотемпературного сверхпроводника с $T = 300^\circ\text{K}$ (теоретически возможность существования такого сверхпроводника не запрещена).

На создание ядерного двигателя для планетолета с параметрами, приведенными в таблице 1, потребуется 12 дм^3 сверхпроводящего материала, При оценке летных возможностей принималось, что вес конструкции планетолета равен 40 т, полезной нагрузки - 100 т. Тогда при стартовой массе 220 т (с запасом топлива 80 т, достаточным для полета до Плутона и обратно) стартовое ускорение составит $75 \text{ см/с}^2 = 0,07 \text{ g}$. За время разгона (2 недели) будет достигнута крейсерская скорость 1000 км/с. С такой скоростью полет до Плутона на расстояние 40 а.е. $= 6 \cdot 10^{14}$ см займет 2 месяца. Максимальное ускорение на возвратной траектории составит $458 \text{ см/с}^2 = 0,5 \text{ g}$. Рассмотренные выше варианты ядерных ракет основаны на термоядерных реакциях, при которых скорость истечения вещества не может превысить нескольких десятков тысяч км/с. Чтобы развить большую скорость, требуется реакция, скорость разлета продуктов которой приближается к скорости света. Из всех таких реакций наиболее детально исследована реакция аннигиляции /5,6/. При аннигиляции нуклонов $\mathbf{p} + \mathbf{p}^- \rightarrow (2+12) \pi$ в среднем выделяется 5 π -мезонов, причем π_0 , π^- , π^+ - равновероятны и все они являются релятивистскими. Время жизни π_0 составляет $2 \cdot 10^{-16}$ с, после чего он распадается на два γ -кванта (длина пробега π_0 -мезона доли микрона). Заряженные π -мезоны имеют время жизни большее - $2 \cdot 10^{-8}$ с, после чего они тоже распадаются: $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$. В этой реакции нейтрино уносят около 12% энергии, μ -мезоны, в свою очередь, через $2,2 \cdot 10^{-6}$ с распадаются: $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$. [так в тексте – *it.*]

На электроны и позитроны остается всего 16% полного энерговыделения, поэтому энергопоглощающая зона реактора должна составлять менее половины длины пробега μ -мезонов, т.е., не более 1 км. Реакция аннигиляции может быть использована для создания реактивной тяги в двигателе с магнитным зеркалом описанного типа.

Расчетные характеристики аннигиляционного звездолета приведены в таблице 1; для покрытия силового каркаса тора сверхпроводящей пленкой потребуется 1 м^3 сверхпроводника. Летные характеристики звездолета, приведенные в таблице 2, вычислены в тех же предположениях, что и для ядерного звездолета.

Авторы попытались показать принципиальную возможность осуществления межзвездного полета, исходя из достигнутого да сегодняшний день уровня знаний и технологии.

Литература.

1. К.Э.Циолковский. Исследование мировых пространств реактивными приборами (1911-1912 гг.) - Собр.соч., т.2, М, 1954, , с.100-139.
2. К.Э.Циолковский. Исследование мировых пространств реактивными приборами (1903 г.) - Там же, с.69-99.
3. В.И.Милованов. Три лица нейтронной бомбы. - "Наука и техника", 1978, №9, с.26-27.
4. Z.Penrter. Torus topology of the static current loop field.- "Amer.Journ.of Physics", 43, №8, August 1975, p.683-688.
5. Н.А.Власов. Аннигиляция как энергетический процесс. - "Атомная энергия", 1978, т.44, с.45-50.
6. Н.А.Власов. Антивещество. М., 1966.