

PACS: 47.60. Kz; 47.45.-n; 52.80.-s

CHOICE OF CONDITIONS FOR GAS OUTFLOW IN VACUUM AND CONFIGURATIONS OF A FORMING UNIT FEEDING A WORKING SUBSTANCE INTO THE PLASMA VOLUME

Yu.V. Kovtun, A.N. Ozerov, E.I. Skibenko, V.B. Yuferov

National Science Center "KhPTI"

Str. Akademichna 1, Kharkov, Ukraine, 61108

E-mail: ykovtun@kipt.kharkov.ua, ozerov@kipt.kharkov.ua

Received May 14, 2015

The paper presents formulated requirements to the gas-dynamic device designed for working substance feeding into the ionization zone of plasmas facilities. The role of geometrical factors in formation of a supersonic flow is determined, as well as, the role of gas-dynamic factors in attainment of necessary parameters beyond the forming element. The conditions for gas-dynamic flow clustering minimization in the course of outflow in vacuum.

KEY WORDS: plasma, nozzle, supersonicflow, vacuum, cluster

ВИБІР РЕЖИМУ ВИТІКАННЯ ГАЗУ У ВАКУУМ І КОНФІГУРАЦІЇ ФОРМУЮЧОГО ЕЛЕМЕНТУ ДЛЯ ПОДАЧІ РОБОЧОЇ РЕЧОВИНИ В ПЛАЗМОВИЙ ОБ'ЄМ

Ю.В. Ковтун, О.М. Озеров, Є.І. Скібенко, В.Б. Юферов

Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут»

вул. Академічна 1, Харків, Україна, 61108

У роботі сформульовано вимоги до газодинамічного пристрою, призначеному для введення робочої речовини в зону іонізації плазмових пристроїв. Визначено роль геометричних факторів у формуванні надзвукового потоку, а також газодинамічних факторів у досягненні необхідних параметрів за межами формуючого елемента. Розглянуті умови мінімізації кластеризації газодинамічних потоків при витіканні в вакуум.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: плазма, сопло, надзвуковий потік, вакуум, кластер

ВЫБОР РЕЖИМА ИСТЕЧЕНИЯ ГАЗА В ВАКУУМ И КОНФИГУРАЦИИ ФОРМИРУЮЩЕГО ЭЛЕМЕНТА ДЛЯ ПОДАЧИ РАБОЧЕГО ВЕЩЕСТВА В ПЛАЗМЕННЫЙ ОБЪЕМ

Ю.В. Ковтун, А.Н. Озеров, Е.И. Скибенко, В.Б. Юферов

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»

ул. Академическая 1, Харьков, Украина, 61108

В работе сформулированы требования к газодинамическому устройству, предназначенному для ввода рабочего вещества в зону ионизации плазменных установок. Определена роль геометрических факторов в формировании сверхзвукового потока, а также газодинамических факторов в достижении необходимых параметров за пределами формирующего элемента. Рассмотрены условия минимизации кластеризации газодинамических потоков при истечении в вакуум.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: плазма, сопло, сверхзвуковой поток, вакуум, кластер

Известно [1-13], что сверхзвуковые газодинамические потоки и струи находят достаточно широкое применение в различных разделах научного физического эксперимента и его различных практических применениях. Например, в физике атомных и электронных столкновений в качестве мишеней для перезарядки ионных пучков [1,2,4], в ядерной физике как поляризаационные мишени [5], в молекулярной физике как источники молекулярных пучков [6, 7], в спектроскопии как источники вакуумного ультрафиолета [8, 9], в нанотехнологиях как один из возможных источников получения кластеров больших размеров и интенсивностей [10-12], а также для подачи рабочего вещества и сопутствующих материалов в плазменные и термоядерные установки [13]. Помимо этого, сверхзвуковые потоки и струи могут найти достаточно широкое применение при проведении физических исследований и технологических разработок в области магнито-плазменной переработки отработанного ядерного топлива в частности, методов эффективного ввода перерабатываемых материалов в плазменный объем разделительного устройства [14].

Одним из преимуществ в использовании сверхзвуковых газодинамических потоков в плазменных устройствах является возможность формирования локализованной в пространстве с заданными параметрами области взаимодействия нейтрального газа (пара) с плазмой. Это дает возможность уменьшить, вдали от области взаимодействия, вклад процесса перезарядки в энергодобавку плазмы, т.е. снизить энергетические потери из плазмы.

Выполненные ранее работы [13, 15-18] по инъекции газа в плазменный объем, не решали одного важного вопроса – распределение плотности потока в дальнем поле струи, что весьма важно при выборе конфигурации формирователя потока и его пространственной локализации, т.е. места его расположения относительно плазменного образования. В работе [19] экспериментально установлен критерий подобия для формирующего элемента по углу расходимости сверхзвуковой струи, при ее истечении в вакуум от геометрии формирующего

элемента (сверхзвукового сопла), который задается отношением l/d_v , где l – длина сверхзвуковой (диффузорной) части сопла, d_v – диаметр выходного отверстия сопла.

Существенно важным вопросом при выборе режима истечения газа в вакуум и конфигурации формирующего элемента для подачи рабочего вещества в плазменный объем является возможность и степень кластеризации газодинамического потока [10-12]. Важность этого вопроса определяется тем, что цепочка процессов, происходящих при образовании кластеров и кластерных конгломератов (пучков) является достаточно сложной и неравновесной.

В тоже время газодинамическое устройство, созданное на этих принципах подобия, должно удовлетворять следующим эксплуатационным требованиям:

- обеспечивать стационарный и импульсный режим работы;
- обеспечивать инжекцию нейтрального газа как вдоль, так и поперек магнитного поля на требуемые расстояния от среза формирующего элемента;
- поперечный размер газодинамического потока должен быть сравним, но не более, поперечного размера токового канала или плазменного образования, определяемого размерами поперечника, например, катодной поверхности применительно к отражательному разряду или электронного пучка в случае пучково-плазменного разряда;
- перепад плотности газа на границе струя - вакуум должен составлять несколько порядков величин;
- массовый расход рабочего вещества должен обеспечивать создание плазмы плотностью $\sim 10^{14}$ см⁻³ в большом объеме с достаточно тонкой регулировкой его величины;
- сверхзвуковой поток рабочего вещества, инжектируемый в плазменный объем, должен быть однородным по составу и в нем должно быть полное отсутствие тяжелых кластеров, а их количество должно быть минимизировано.

Таким образом, постановка задачи на первом этапе заключается в обосновании возможности выбора режима ввода рабочего вещества в плазменный объем в виде сверхзвукового (газодинамического) потока заданной интенсивности (плотности) и расходимости на заданное расстояние, а в дальнейшем (на втором этапе) практическая реализация устройства заданной конфигурации и требуемых параметров.

Цель данной работы заключается в обосновании возможности выбора режима ввода рабочего вещества в плазменный объем в виде сверхзвукового (газодинамического) потока заданной интенсивности (плотности) и расходимости на заданное расстояние, а также условий достижения минимально возможного уровня его кластеризации.

РОЛЬ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ В ФОРМИРОВАНИИ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА

Плотная газовая мишень, необходимая для образования высокоплотной плазмы, создается путем истечения газа в вакуум через сопло Лавала или сопло другой конфигурации. В результате чего образуется сверхзвуковая недорасширенная газовая струя, истекающая в затопленное пространство и характеризующаяся степенью нерасчетности $n=P_a/P_\infty$, где P_a – давление на срезе сопла, P_∞ - давление в окружающей газовой среде.

Для анализа поведения газового потока в проводящем канале, а именно в сопле, воспользуемся уравнением обращения воздействия [20]:

$$\frac{dS}{S} = \frac{dv}{v} \cdot (M^2 - 1), \quad (1)$$

где S - площадь поперечного сечения проводящего канала, v – скорость газа в канале, $M = v/a$ – число Маха, a – местная скорость звука. Это уравнение описывает закономерность изменения скорости потока от площади поперечного сечения, при этом принимается ряд допущений, в которых газ считается идеальным, а поток одномерным, стационарным и адиабатическим. Из уравнения (1) видно, что для увеличения скорости потока v ($dv > 0$) при дозвуковой скорости, когда $v < a$ ($M < 1$), поперечное сечение S должно уменьшаться ($dS < 0$), а при сверхзвуковой скорости при $v > a$ ($M > 1$) поперечное сечение S должно увеличиваться ($dS > 0$). Движение газа со скоростью звука ($M = 1$), соответствует самому узкому месту, когда площадь поперечного сечения достигает экстремума ($dS = 0$) и называется критическим сечением. Таким образом, при совмещении сходящегося и расходящегося конусов можно получить устройство, при движении по которому, газовый поток будет ускоряться до сверхзвуковых скоростей. Этот принцип и был использован в 1890 году шведским инженером Лавалем для конструкции сопла паровой турбины.

В зависимости от величины противодавления P_∞ (давление окружающей газовой среды) поток через сопло может вести себя по-разному. При $P_\infty = P_0$ течения нет и расход газа $G=0$. При уменьшении P_∞ устанавливается дозвуковое течение в сопле. При некотором значении противодавления P_∞ в минимальном сечении сопла устанавливается скорость звука, а давление становится равным критическому $P_{кр}$. При этом возможны два режима течения в расширяющейся части: дозвуковое течение, если $P_\infty = P_v > P_{кр}$, и сверхзвуковое $P_\infty = P_v < P_{кр}$. При дальнейшем понижении противодавления P_∞ течение в сопле не изменяется [20].

Изменение числа Маха вдоль трубки тока может быть определено по формуле [20, 21]

$$\frac{S_v}{S_k} = \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \cdot \frac{1}{M} \cdot \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} \cdot M^2 \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}, \quad (2)$$

где S_v и S_k – площадь выходного и критического сечения сопла, γ – показатель адиабаты – отношение удельных теплоемкостей расширяющегося газа, для одноатомных газов 5/3, двухатомных 7/5, трехатомных 4/3.

Изменение других параметров можно определить с помощью газодинамических функций [20-22]

$$\frac{T_0}{T_v} = 1 + \frac{\gamma-1}{2} \cdot M^2, \quad (3)$$

$$\frac{P_0}{P_v} = \left(\frac{\rho_0}{\rho_v} \right)^\gamma = \left(\frac{T_0}{T_v} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = \left(\frac{a_0}{a_v} \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}}, \quad (4)$$

где T_0 , P_0 , ρ_0 , a_0 и T_v , P_v , ρ_v , a_v – температура, давление, плотность, скорость звука в газе, соответственно, на входе и выходе сопла. В предположении, что течение газа является изоэнтропическим, по выше приведенным соотношениям были определены безразмерные зависимости $S_v/S_k=f(M)$ – рис. 1, $T_0/T_v=f(M)$ – рис. 2, $P_0/P_v=f(M)$ – рис. 3, ρ_0/ρ_v – рис. 4 и $a_0/a_v=f(M)$ – рис. 5. Как видно из рис. 1 при $S_v/S_k=const$ наибольшее значение числа Маха и соответственно наибольшее изменение температуры (рис. 2) и скорости звука (рис. 5) достигается для одноатомных газов ($\gamma=5/3$). Для трехатомных газов ($\gamma=4/3$) наблюдается наибольшее изменение давления (рис. 3) и плотности (рис. 4).

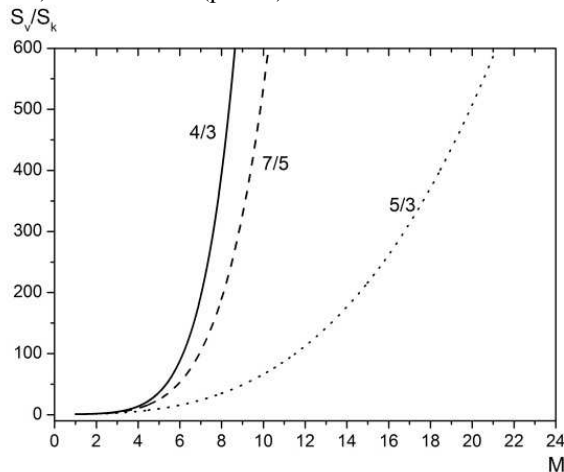


Рис. 1. Зависимость отношения площадей выходного сечения сопла к критическому сечению от числа Маха для различных значений γ

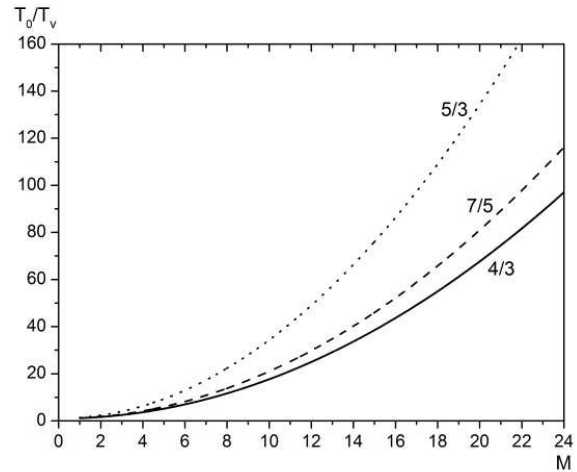


Рис. 2. Зависимость отношения температур газа во входном и выходном сечении сопла от числа Маха при различном γ

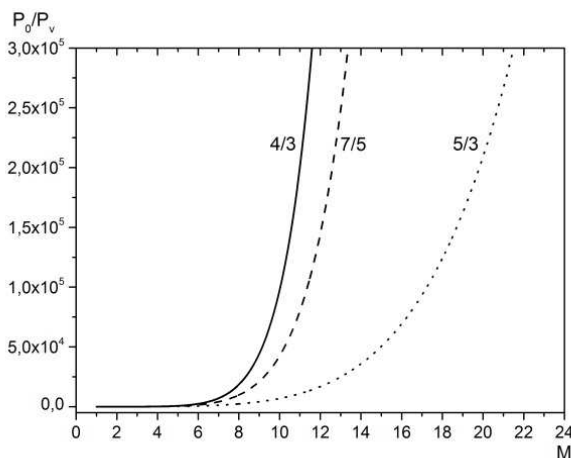


Рис. 3. Зависимость отношения давлений газа во входном и выходном сечении сопла от числа Маха при различном значении γ

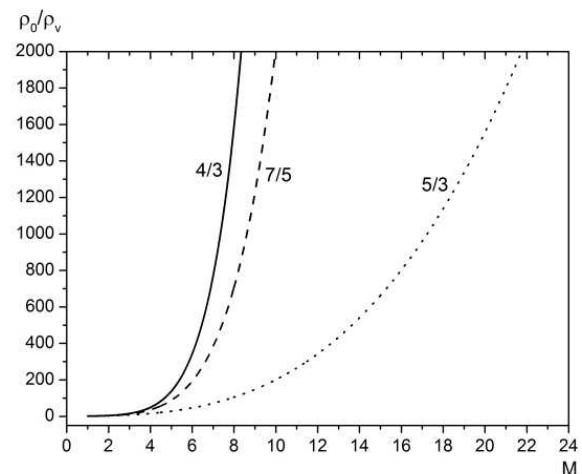


Рис. 4. Зависимость отношения плотности газа на входе в сопло к плотности на выходе от числа Маха для различных значений γ

В качестве газодинамического устройства для создания газовой мишени (инъекции газа в плазменный объем) было выбрано сопло с геометрией близкой к оптимальной, из серии сопел описанных ранее в [19].

Сопло (рис. 6) имеет следующие геометрические размеры: диаметр и длина конфузурной (сходящейся) части сопла 4 и 12,5 мм, диаметр и длина диффузорной (расходящейся) части сопла 8 и 32,5 мм. Геометрия конфузурной части сопла задается углом сходящегося конуса равным $2\alpha_2=16,66^\circ$, геометрия диффузорной части сопла определяется углом расходящегося конуса $2\alpha_1=13,44^\circ$. Диаметр критического сечения 0,33 мм и соответственно $S_v/S_k=587,69$. Проведем расчет и анализ газодинамических параметров рассматриваемого сопла и образованного им газодинамического потока (струи). По данным полученным из графиков (рис. 1-5), для данного сопла с $S_v/S_k=587,69$, были определены основные газодинамические отношения потока заторможенного и движущегося газа, которые представлены в таблице 1.

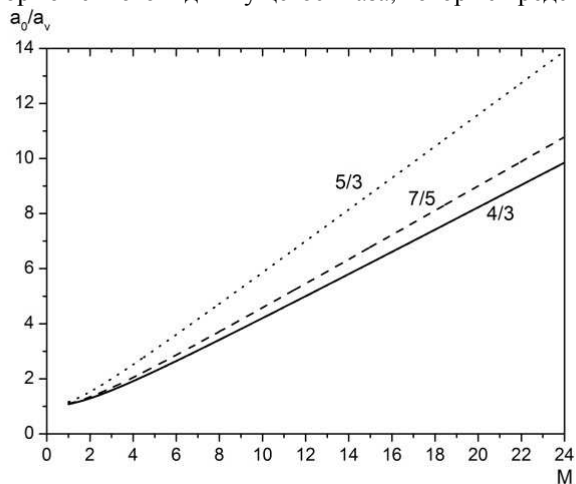


Рис. 5. Зависимость отношения местной скорости звука газа во входном и выходном сечении сопла от числа Маха при различном γ

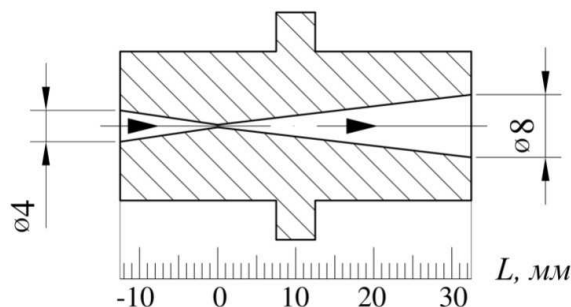


Рис. 6. Геометрия исследуемого сопла

Таблица 1

Основные газодинамические отношения потока газа проходящего через сопло

| Параметры потока | γ | | |
|------------------|----------|---------|---------|
| | 5/3 | 7/5 | 4/3 |
| M | 21 | 10,2 | 7,9 |
| T_0/T_v | 148,2 | 21,8 | 10,4 |
| P_0/P_v | 267218,2 | 48347,7 | 25669,3 |
| ρ_0/ρ_v | 1803,5 | 2218,1 | 2465,2 |
| a_0/a_v | 12,2 | 4,7 | 3,2 |

Принимая температуру газа Ag над (перед) соплом (температуру торможения) $T_0=293$ К и концентрацию частиц в выходном сечении сопла $N_v=1 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ определим параметры заторможенного и движущегося газа, используя выражения (3-5) и основное уравнение кинетической теории газов (Клайперона-Менделеева). Результаты расчета приведены в таблице 2, где содержатся вышеперечисленные параметры газа до и после сопла, а также v_v (м/с) скорость выходного потока и G – массовый расход газа. При предельном откачиваемом давлении в камере плазменной установки $P_\infty \leq 0,001333$ Па, в объеме будет формироваться недоросширенная газовая струя со степенью нерасчетности $n \geq 200$. При этом распределение давления и других газодинамических параметров газа вдоль оси сопла остается расчетным, поскольку уменьшение противодавления P_∞ не может распространиться вверх по течению сверхзвукового потока [23].

Таблица 2

Основные параметры газа Ag на входе и выходе сопла

| | | | | |
|------------------|--------------------|--------------------------|--------------------|--|
| $T_0, \text{ К}$ | $P_0, \text{ Па}$ | $\rho_0, \text{ кг/м}^3$ | $a_0, \text{ м/с}$ | $G=v_v \cdot \rho_v \cdot S_v, \text{ кг/с}$ |
| 293 | $7,296 \cdot 10^4$ | 1,196 | 318,79 | $1,835 \cdot 10^{-5}$ |
| $T_v, \text{ К}$ | $P_v, \text{ Па}$ | $\rho_v, \text{ кг/м}^3$ | $a_v, \text{ м/с}$ | $v_v=M \cdot a_v, \text{ м/с}$ |
| 1,98 | 0,273 | $6,63 \cdot 10^{-4}$ | 26,19 | 550,31 |

Изменение параметров газового потока по оси сопла можно получить, задаваясь дискретными значениями числа Маха. Согласно формулам (2-5) находим соответствующие площади поперечного сечения сопла и значения основных газодинамических параметров потока в этих сечениях. На рис. 7 и 8 представлены распределения основных газодинамических параметров формируемого потока вдоль оси сопла.

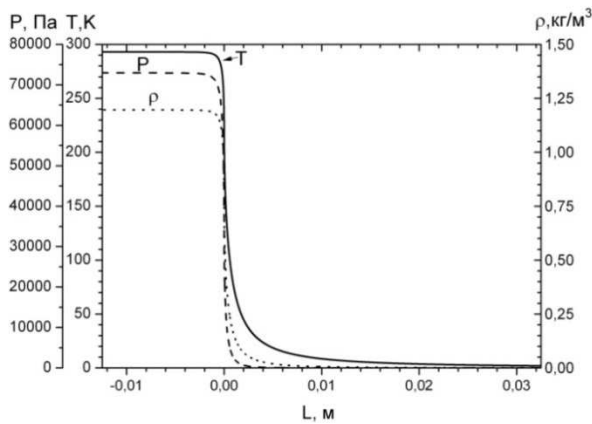


Рис. 7. Распределение давления P , температуры T и плотности ρ газа вдоль оси сопла

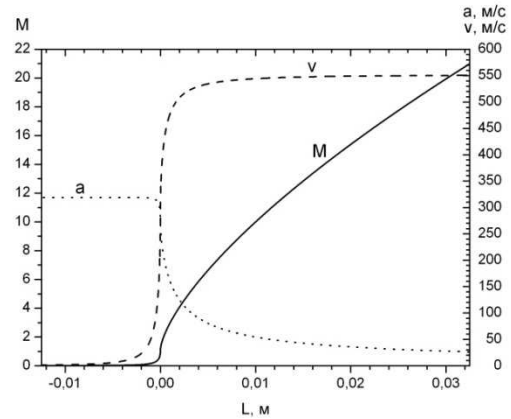


Рис. 8. Распределение числа Маха M , местной скорости звука a , и скорости потока газа v вдоль оси сопла

КЛАСТЕРИЗАЦИЯ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА, ИСТЕКАЮЩЕГО В ВАКУУМ, И УСЛОВИЯ ЕЕ МИНИМИЗАЦИИ

Одним из наиболее быстро развивающихся разделов экспериментально-теоретических исследований в области физики и химии являются исследования с кластерными пучками [10-12, 24, 25]. В данном случае в рамках поставленной задачи требование минимизации уровня кластеризации потока связано с необходимостью реализации другого требования, предъявляемого к формированию сверхзвукового (газодинамического) потока рабочего вещества, получение однородного по составу потока рабочего вещества, инжектируемого в зону образования плазмы.

Известны [12, 26, 27] различные методы получения кластеров и кластерных пучков. Это агрегация газа, эрозия поверхности твердого тела, распыление, лазерная абляция, импульсные дуговые разряды, агрегация кластеров. Особое место в этом перечне занимает метод получения кластеров и кластерных пучков в сопловых источниках. Начало этому было положено в 1956 году Бекером и Хенкесом [28], которые обнаружили интенсивную конденсацию вещества в сверхзвуковых струях, формирующихся при газодинамическом расширении газа через небольшие сопла. Процесс кластеризации потока можно представить следующим образом. Газ, первоначально находящийся перед соплом в покое при температуре T_0 и давлении P_0 , при истечении через сопло в вакуум расширяется. При этом газ ускоряется и охлаждается адиабатически. Когда газ за счет охлаждения становится пересыщенным, начинается рост кластеров. В результате в сверхзвуковой струе образуется смесь кластеров и газа (неконденсированных частиц). Процесс формирования кластеров и их размеров зависят от условий расширения газа в струе [10, 11]. Для характеристики процесса формирования кластеров был введен безразмерный параметр [29]:

$$\Gamma^* = k_g \cdot \frac{(d)^{0,85} \cdot P_0}{T_0^{2,29}}, \quad (5)$$

где d – диаметр критического сечения сопла, мкм; P_0 – давление над соплом, мбар; T_0 – температура газа до расширения; k_g – константа, зависящая от сорта газа, например, для Kr $k_g=2,9 \cdot 10^3$, Ar $k_g=1,7 \cdot 10^3$, Ne $k_g=1,8 \cdot 10^2$, He $k_g=4$.

Процессы формирования или не формирования кластеров в сопловых устройствах довольно сильно зависят от формы сопла. Использование звуковых сопел с точки зрения минимизации уровня кластеризации газодинамического потока (струи) вполне приемлемо, но это противоречит требованию по расходимости потока и требуемой плотности потока в дальнем поле струи, т. е. на требуемом расстоянии в зоне образования плотностей плазмы $10^{14} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Для сопел конической формы величина d в выражении (5) должна быть заменена на диаметр «эквивалентного конического сопла» d_{eq} , которое дается следующим отношением:

$$d_{eq} = \frac{c(\gamma) \cdot d}{\text{tg } \alpha_1}, \quad (6)$$

где $c(\gamma)$ – константа, зависящая от типа газа, для одноатомного газа $c(\gamma)=0,73$, двухатомного газа $c(\gamma)=0,86$, многоатомного газа $c(\gamma)=0,98$; α_1 – угол, равный половине угла конуса расходящейся части сопла. Поэтому для рассматриваемого сопла (см. рис. 6) выражение (5) с учетом отношения (6) примет следующий вид

$$\Gamma^* = k_g \cdot \left(\frac{c(y) \cdot d}{\text{tg } \alpha_1} \right)^{0,85} \cdot \frac{P_0}{T_0^{2,29}} \quad (7)$$

На рис. 9 представлены расчетные зависимости безразмерного параметра Γ^* от диаметра критического сечения сопла и половинного угла конуса расходящейся части сопла при значениях $P_0=1$ бар и $T_0=293$ °К для Ar. Видно, что зависимость $\Gamma^*=f(d)$ с фиксированным углом конуса расходящейся части сопла $2\alpha_1=13,44^\circ$, уже при $d>50$ мкм позволяет достигать значений $\Gamma^*>10^3$. Функция $\Gamma^*=f(\alpha)$ при диаметре критического сечения сопла $d=330$ мкм принимает значения $\Gamma^*>10^3$ только лишь с углом $2\alpha_1<23^\circ$. Итог большого количества исследований заключается в том, что интенсивная кластеризация сверхзвукового потока начинается тогда, когда параметр Γ^* превышает величину 300. Средний размер кластеров при этом увеличивается (грубо) пропорционально величине $(\Gamma^*)^{2,0+2,5}$ [10, 30]. Большие кластеры с числом частиц $N>10^4$ атомов/кластер формируются в условиях, когда $\Gamma^*>5 \cdot 10^4$. Представляет интерес провести оценки параметра Γ^* для рассматриваемого сопла. На рис. 10 приведены расчетные зависимости безразмерного параметра Γ^* от давления P_0 на входе в сопло при диаметре критического сечения сопла 0,33 мм и $T_0=293$ °К для Ar и He. Из представленных зависимостей видно, что кластеризация сверхзвукового потока для Ar начинается при меньших давлениях над соплом в сравнении с He и будет происходить при давлении большем, чем $7,1 \cdot 10^3$ Па. При давлении $P_0>2,37 \cdot 10^4$ Па начинается массовое кластерообразование ($\Gamma^*>10^3$) с размерами кластеров более 100 атомов на кластер. Таким образом, выбранный режим и параметры течения газа Ar через сопло (табл. 2) будут способствовать образованию кластеров в потоке рабочего вещества, инжектируемого в зону образования плазмы. В случае течения газа He выполняются условия минимизации кластеризации газодинамического потока (струи) при истечении в вакуум. Таким образом, данные рис. 10 позволяют находить зону минимальной кластеризации потока, что хорошо видно на примере He.

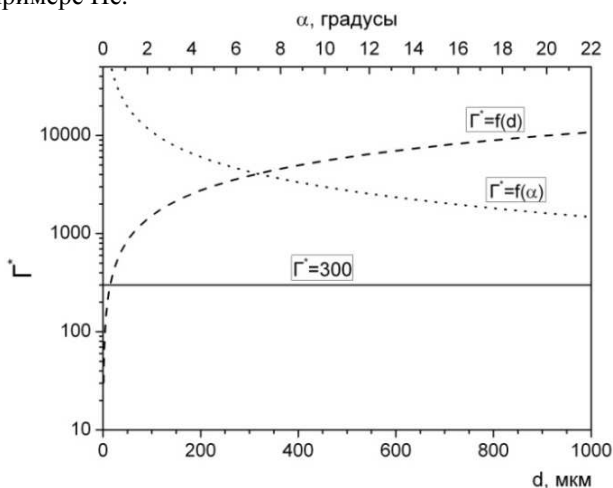


Рис. 9. Зависимости параметра Γ^* от диаметра критического сечения сопла и половинного угла конуса расходящейся части сопла. Сплошной горизонтальной линией отмечена граница нарастания процессов кластеризации в сверхзвуковом потоке при $\Gamma^*>300$

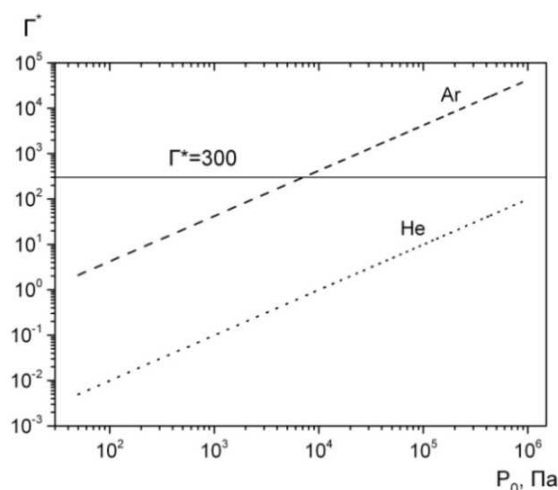


Рис. 10. Зависимости параметра Γ^* от давления на входе в сопло. Сплошной горизонтальной линией отмечена граница нарастания процессов кластеризации в сверхзвуковом потоке при $\Gamma^*>300$

РОЛЬ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ В ДОСТИЖЕНИИ НЕОБХОДИМЫХ ПАРАМЕТРОВ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА ЗА ПРЕДЕЛАМИ ФОРМИРУЮЩЕГО ЭЛЕМЕНТА

Большое значение для выбора геометрии формирующего элемента и конструкции газодинамического устройства для создания газовой мишени, необходимой для образования высокоплотной плазмы, имеет информация о распределении плотности потока в дальнем поле струи. Существует несколько возможностей [31-34] получения данных об этом. Это экспериментальные исследования плотности потока в дальнем поле струи, использование численных методов, что является достаточно трудоемким и, наконец, нередко используются приближенные модели, которые с различной степенью точности могут соответствовать численному и физическому эксперименту и не учитывать вязкости газодинамического потока. Реально из-за наличия пограничного слоя вблизи стенок формирующего поток элемента плотность газа в периферийной части струи существенно больше плотности, вычисленной для случая невязкого (идеального) истечения газа в вакуум. В [31-34] были предложены несколько приближенных (уточненных) моделей, позволяющих повысить точность расчета параметров сверхзвуковой струи, истекающей в вакуум из реальных сопел. Областью применимости этих моделей является дальнее поле струи, которое начинается с границы сплошности вниз по потоку, где скорость газа в струе возрастает, приближаясь к предельному значению $V_{\max}=(2\gamma RT_0/(\gamma-1))^{1/2}$, а линии тока практически прямолинейны; критерием этого является согласно [35] отношение $r/r_c \geq 10$, где r –

радиус струи, r_e – радиус сопла на срезе. Ниже приведем некоторые аппроксимации численных расчетов распределения плотности газа в дальнем поле осесимметричной сверхзвуковой струи в декартовой системе координат с началом координат в центре выходного сечения сопла и в полярной системе координат с началом в центре выходного сечения сопла, в виде формул:

I. Модель Майрелса [33]:

$$\frac{\rho(x, y)}{\rho_v} = \frac{y^2 - 1}{4} M^2 \left(\frac{x}{r_e} \right)^{-2} \left(1 - \left(\frac{(y-1)y \cdot M}{2x} \right)^2 \right)^{\frac{2}{(\gamma-1)}}, \quad (8)$$

где x, y – продольная и поперечная координаты расчетной точки. Данные, полученные по формуле (8), соответствуют результатам, полученным методом характеристик, при очень больших числах Маха на выходе сопла (в работе [36] сравнение приведено при $M \geq 10, \gamma = 1,4$).

II. Модель Лейтса [32]

$$\frac{\rho}{\rho_v} = \frac{V_v}{V_{\max}} \cdot \frac{0,4}{(1-J)} \cdot \frac{r_e^2}{x^2} \cdot \frac{1}{1 + 0,5 \cdot \omega^3}, \quad (9)$$

где $\omega = \frac{y}{x} \cdot \frac{1}{(1-J)^{0,5}}$ – угловой параметр, $J = \left(1 + \frac{1}{\gamma \cdot M^2} \right) \left(1 + \frac{2}{\gamma-1} \cdot \frac{1}{M^2} \right)^{\frac{1}{2}}$ – относительный импульс газа на срезе сопла.

III. Модель Шувалова [31]

$$\frac{\rho(r, \theta)}{\rho_0} = \frac{\gamma+1}{2} \left(1 + \frac{k_1}{2 \cdot \gamma} \right)^{\frac{-1}{(\gamma-1)}} \left(1 + \frac{k_1}{2 \cdot \gamma} - \gamma^{-1} \right) \left(\frac{r}{r_e} \right)^{-2} \left(\cos \frac{\theta}{2} \right)^{\beta_1}, \quad (10)$$

где $k_1 = \gamma(\gamma-1)M^2$ – имеет смысл параметра подобия для рассматриваемого класса струй; θ – угол расширения струи, $\beta_1 = 1,249 \cdot e^{0,418 \cdot M}$.

IV. Модель Робертса [32, 33]

$$\frac{\rho(r, \theta)}{\rho_0} = 0,5 k_1 \left(1 + \frac{k_1}{2 \cdot \gamma} \right)^{\frac{-1}{(\gamma-1)}} \left(\frac{r}{r_e} \right)^{-2} (\cos \theta)^{k_1}, \quad (11)$$

V. Модель Герасимова [32]

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{0,21 \cdot (\gamma-1)^{0,5} \cdot r_k^2}{r^2 \cdot \theta_+^2} \cdot e^{-0,5 \left(\frac{\theta}{\theta_+} \right)^2}, \quad (12)$$

где $\theta_+ = \arctg \left(\sqrt{\frac{(1-J)}{J}} \right)$ – нормировочный угол, определяемый через относительный импульс газа на срезе сопла J .

Проведем оценки при истечении Ag для рассматриваемого сопла при $\rho_0 = 1,196 \text{ кг/м}^3$ и $\rho_v = 6,63 \cdot 10^{-4} \text{ кг/м}^3$. Результаты проведенных оценок по формулам (8-12) для осевого распределения плотности пересчитаны для концентрации частиц N по формуле $N = \rho R / k_b$, где k_b – постоянная Больцмана, и приведены на рис. 11. Расчеты проводились, начиная с дальнего поля струи $r \approx 10 r_e \approx 0,04 \text{ м}$ и заканчивая габаритными размерами камеры плазменной установки $0,14 \text{ м}$. Видно, что модели I, II, III дают совпадающие данные, которые практически укладываются на одну кривую. Значения оценок для моделей IV и V дают превышение на 25÷35% от значений рассчитанных по моделям I, II, III.

Проверка достоверности аппроксимационных расчетов (оценок) проводилась путем их сравнения с экспериментальными данными, полученными в [18] (см. рис. 12). Расчет проводился по аппроксимационным моделям I-III для Ag и CO₂, с расходом газа соответственно $7,8 \text{ см}^3/\text{с}$ и $15,7 \text{ см}^3/\text{с}$, таким же как и в

экспериментальной работе. Максимальное отклонение экспериментальных точек от расчетных кривых для Ar 45%, для CO₂ при расходах газа $q=15,7 \text{ см}^3/\text{с}$ 118%, а при $q=7,8 \text{ см}^3/\text{с}$ 120%.

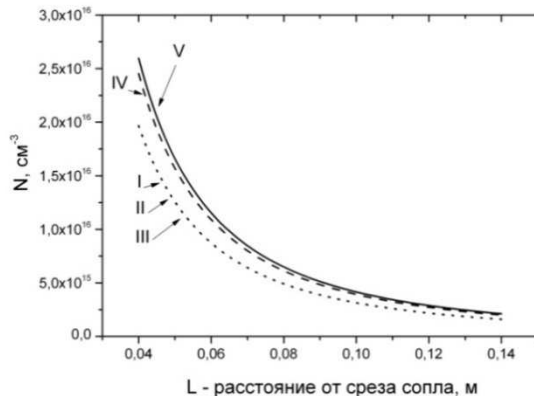
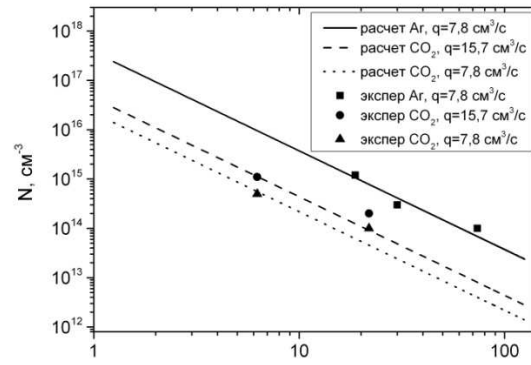


Рис. 11. Осевое распределение плотности частиц в зависимости от расстояния за срезом сопла.

Расчетные модели: I - Майрелс, II - Лейтс, III - Шувалова, IV - Робертс, V - Герасимов



Калибр диаметра отверстия выходного сопла L/d_v , отн. един.

Рис. 12. Зависимость осевой плотности частиц сверхзвукового потока на удалении L от среза сопла, выраженного в калибрах диаметра d_v выходного отверстия сопла при фиксированных значениях расхода газа q через сопло

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены главные аспекты по созданию газодинамического устройства для ввода рабочего вещества в газо-парообразном состоянии в плазменные установки, в том числе и устройства магнитоплазменного разделения отработанного ядерного топлива. Задача создания такого устройства имеет заметную предысторию [1, 2, 13, 15-19], так как подобные устройства ранее использовались для образования электронногорячей плазмы высокой плотности ($\geq 10^{15} \text{ см}^{-3}$) в открытых ловушках и на уровне $1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ в замкнутых ловушках.

В рамках поставленной задачи были рассмотрены следующие вопросы:

- сформулированы требования к создаваемому газодинамическому устройству для подачи рабочего вещества в плазменный объем в виде сверхзвукового потока заданной интенсивности и расходимости на требуемое расстояние;

- расчетным путем в предположении изэнтропического течения газа определены характерные параметры ($S_v/S_k=f(M)$, $T/T_0=f(M)$, $P/P_0=f(M)$, $\rho/\rho_0=f(M)$, $a/a_0=f(M)$) газодинамического потока, формируемого с помощью сходящегося-расходящегося сопла, на входе и выходе и вдоль его продольной оси ($P, T, \rho, =f(l)$ и $M, a, v=f(l)$);

- проведен анализ возможной кластеризации сверхзвукового потока и на основании этого рассмотрены условия минимизации уровня кластеризации газодинамических потоков (струй) при их истечении в вакуум;

- с помощью приближенных моделей аппроксимации результатов численных и физических экспериментов определено изменение плотности сверхзвукового потока, истекающего в вакуум, в дальнем поле струи, которое начинается с (от) границы сплошности вниз по потоку, где скорость газа возрастает до предельных величин, а линии тока практически прямолинейны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fogel' Ja.M., Lisochkin G.I., Stepanova G.I. Sverhzvukovoe istechenie rtutnogo para v vakuum // ZhTF. – 1955. – Т. 25. – No. 11. – S. 1944-1953.
2. Borovik E.S., Busol F.I., Juferov V.B., Skibenko E.I. Issledovanie sverhzvukovoj strui uglekislogo gaza v kachestve misheni dlja perezarjadki ionov // ZhTF. – 1963. – Т. 33. – No. 8. – S. 973-981.
3. Varcov L.V. Gazodinamicheskoe ohlazhdenie molekuljarnyh i ionnyh puchkov nizkih energij // ZhTF. – 1994. – Т. 64. – No. 4. – S. 17-28.
4. Bejgman I.L., Levashov V.E., Mednikov K.N., Pirozhkov A.S., Ragozin E.N., Tolstihina I.Ju. Perezarjadka mnogozarjadnyh ionov lazernoj plazmy na atomah strui blagorodnogo gaza // Kvantovaja elektronika. – 2007. – Т. 37. – No. 11. – S. 1060-1064.
5. Varcov L.V., Okunev I.S. Metod poluchenija vnutrennih poljarizovannyh mishenej iz srednih i tzhzhelyh jader dlja uskoritelej-nakopitelej // Pis'ma v ZhTF. – 1996. – Т. 22. – No. 6. S. 48-51.
6. Campargue R. Atomic and Molecular Beams: the State of the Art 2000. Springer, Berlin, 2001. – 999 p.
7. Korobejshnikov N.G., Zarvin A.E. Impul'snye sverhzvukovye strui: primeneniye, problemy, reshenija // Vestnik NGU. Serija: Fizika. – 2006. – Т. 1. – No. 2. – S. 29-47.
8. Verhovceva Je.T., Jaremenko V.I., Ovechkin A.E., Fogel' Ja.M. O nepreryvnom spektre v vakuumnoj ul'traioletovoj oblasti, izluhaemom sverhzvukovoj struej argona, vzbuzhdennoj elektronnyim puchkom // Optika i spektroskopija. – 1974. – Т. 37. – No. 2. – S. 221 – 225.
9. Gerasimov G.N., Krylov B.E., Loginov A.V., Shhukin S.A. Ul'traioletovoe izlucheniye vzbuzhdennyh molekul inertnyh gazov // Uspehi fizicheskikh nauk. – 1992. – Т. 162. – No. 5. – S. 123-159.

10. Hagena O.F., Obert W.J. Cluster Formation in Expanding Supersonic Jets: Effect of Pressure, Temperature, Nozzle Size, and Test Gas // *J. Chem. Phys.* – 1972. – Vol. 56. - No. 5. – P. 1793.
11. Hagena O.F. Cluster ion sources // *Rev. Sci. Instr.* – 1992. – Vol. 63. - No. 4. – P. 2374.
12. Makarov G.N. Ekstremal'nye processy v klasterah pri stolknovenii s tverdoj poverhnost'ju // *Uspehi fizicheskikh nauk.* – 2006. – T. 176. - No. 2. – S. 121-170.
13. Skibenko E.I., Kruglov S.A., Surkov A.E., Juferov V.B. Ustrojstvo dlja napuska gaza v zamknutuju magnitnuju lovushku. AS No.1019982. Prioritet izobretenija 20.01.1981.
14. Skibenko E.I., Kovtun Ju.V., Egorov A.M., Juferov V.B. Konstruktivnye i tehnologicheskie osobennosti konceptual'nogo proekta ionno-atomnogo separirujushhego ustrojstva na osnove puchkovo-plazmennogo razrjada // *Voprosy atomnoj nauki i tehniki. Serija Fizika radiacionnyh povrezhdenij i radiacionnoe materialovedenie.* – 2009. – No.4-2. – S. 286-292.
15. Skibenko E.I., Maslov A.I., Kozlov V.N., Juferov V.B. Impul'snyj gazodinamicheskij istochnik nejtral'nyh atomov // *Pribory i tehnika eksperimenta.* – 1975. – No.5. – S. 164-166.
16. Skibenko E.I., Maslov A.I., Juferov V.B. Issledovanie prostranstvenno vremennyh karakteristik impul'snoj sverhzvukovoj strui nejtral'nogo gaza // *ZhTF.* – 1976. – T. 46. – S. 1654-1659.
17. Juferov V.B., Skibenko E.I., Il'chenko A.I., Bredihin M.Ju., Maslov A.I. Malogabaritnyj istochnik plotnyh potokov nejtral'nyh chastic // *Pribory i tehnika eksperimenta.* – 1971. – No.1. – S. 183-185.
18. Juferov V.B., Skibenko E.I., Holod Ju.V., Il'chenko A.I. i dr. Issledovanie sverhzvukovyh gazovyh struj s maloj uglovoj rashodimost'ju v vakuume // *ZhTF.* – 1971. – T. 41. - No. 8. – S. 1702-1707.
19. Busol F.I., Skibenko E.I., Juferov V.B. Vlijanie konfiguracii sopla na sverhzvukovoe istechenie gaza v vakuum // *ZhTF.* – 1966. – T. 36. – S. 2154-2160.
20. Stulov V.P. Lekcii po gazovoj dinamike. – M.: Fizmatlit, 2004. – 192 s.
21. Lojczjanskij L.G. Mehanika zhidkosti i gaza. – M.: Tehniko-teoreticheskaja literatura, 1950. – 676 s.
22. Abramovich G.N. Prikkladnaja gazovaja dinamika: Ch.1. – M.: Nauka, 1991. – 600 s.
23. Krutov V.I. Tehnicheskaja termodinamika. – M.: Vysshaja shkola, 1981. – 439 s.
24. Smirnov B.M. Plavlenie klasterov s parnym vzaimodejstviem atomov // *Uspehi fizicheskikh nauk.* – 1994. – T. 164. - No.11. – S. 1165–1185.
25. Smirnov B.M. Generacija klasternyh puchkov // *Uspehi fizicheskikh nauk.* – 2003. – T. 173. - No.6. – S. 649–665.
26. Karpenko A.Ju., Baturin V.A. Istochniki klasternogo puchka. Chast' 1. Metody poluchenija klasternyh puchkov // *Zhurnal Nano-ta elektronnoj fiziki.* – 2012. – T. 4. - No. 3. S. 03015(13cc).
27. Karpenko A.Ju., Baturin V.A. Istochniki klasternogo puchka. Chast' 2. Formirovanie klasternyh puchkov v soplovyh istochnikah // *Zhurnal Nano-ta elektronnoj fiziki.* – 2012. – T. 4. - No. 4. – S. 04015(15ss).
28. Becker E.W., Bier K., Henkes W. Strahlenaus Kondensierten Atomen und Molekelnim Hochvakuum // *Z. Physik.* – 1956. – Vol. 146. - No. 3. – P. 333-338.
29. Smith R.A., Ditmire T., Tisch J.W.G. Characterization of a cryogenically cooled high-pressure gas jet for laser/cluster interaction experiments // *Rev. Sci. Instr.* – 1998. – Vol. 69. - No. 11. – P. 3798.
30. Farges J., de Feraudy M.F., Raoult B., Torchet G. Noncrystalline structure of argon clusters. II. Multilayer icosahedral structure of ArN clusters $50 < N < 750$ // *J. Chem. Phys.* – 1986. – Vol. 84. - No. 6. – P. 3491-3501.
31. Shuvalov V.A., Levkovich O.A., Kochubej G.S. Priblizhennye modeli rascheta istechenija sverhzvukovoj strui gaza v vakuum // *Prikkladnaja mehanika i tehniceskaja fizika.* – 2001. – T. 42. - No. 2. – S. 6.
32. Gerasimov Ju.I., Jarygin V.N. Istechenie struj ideal'nogo i real'nyh gazov iz osesimmetrichnyh sopel. Voprosy podobija. 1. Istechenie struj v vakuum // *Fiziko-himicheskaja kinetika v gazovoj dinamike: elektronnyj zhurnal.* – 2012. – T.13. – Vyp.1 – 22 s., <http://chemphys.edu.ru/media/files/2012-07-13-001.pdf>.
33. Avduevskij V.S., Ashratov Je.A., Ivanov A.V., Pirumov U.G. Sverhzvukovye neizobaricheskie strui gaza. – M.: Mashinostronie, 1985. – 248 s.
34. Krygin G.B., Ezhov V.F., Rjabov V.L., Jashhuk V.V. Prilozhenie metoda krupnyh chastic k raschetu parametrov molekulyarnykh puchkov iz gazodinamicheskikh istochnikov // *Pis'ma v ZhTF.* – 1998. – T. 24. - No. 16. – S. 66-72.
35. Dettleff G, Doetcher R.D., Dankert C., et al. Attitude control thruster plume flow modeling and experiments // *J. Spacecraft Rockets.* – 1986. – Vol. 23. - No. 5. – P. 477-481.
36. Majrels G., Mullen D.F. Rasshirenie gazovogo oblaka i giperzvukovoj strui v vakuum // *Raketnaja tehnika i kosmonavtika.* – 1963. – No. 3. – S. 65-72.