

ИНДЕКС УДК 533.9.07+533.6.08

## УСЛОВИЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ТЕПЛООБМЕНА СПУСКАЕМЫХ АППАРАТОВ ПРИ СКОРОСТЯХ ВХОДА $V = 10-11$ КМ/С В ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЯХ ВЧ-ПЛАЗМОТРОНА

В.И. Власов<sup>1</sup>, Г.Н. Залогин<sup>1</sup>, Р.В. Ковалёв<sup>1</sup>, Н.Ф. Рудин<sup>1</sup>, М.Г. Тренёв<sup>1</sup>

*1 – ЦНИИ машиностроения, Королёв*  
[zalogin\\_gn@mail.ru](mailto:zalogin_gn@mail.ru)

### Аннотация

Обсуждаются методы и средства, используемые для повышения уровня тепловых потоков в плазменных струях ВЧ-плазмотрона, необходимых для исследований теплообмена и испытаний уносящихся теплозащитных материалов перспективных космических аппаратов нового поколения, предназначенных для полетов к Луне и Марсу. Рассмотрены возможности повышения энтальпии торможения газа в плазменной струе до уровней, соответствующих полету в атмосфере Земли со второй космической скоростью, за счет увеличения энерговыклада в плазму и использовании охлаждаемых разрядных камер. Приведены результаты численных расчетов параметров газа в разрядной камере ВЧ-плазмотрона при значениях вкладываемой в плазму энергии до 300 кВт. Рассмотрены преимущества термовизионных измерений параметров теплообмена моделей и образцов теплозащитных материалов (температур поверхности и тепловых потоков), проводимых через окно в торце разрядной камеры.

### HEAT TRANSFER SIMULATION CONDITIONS FOR VEHICLES AT RE-ENTRY VELOCITIES OF $V = 10-11$ KM/S IN PLASMA JETS OF THE RF-PLASMATRON

Methods and tools used for increasing heat flux values in the plasma flows within the RF-plasmatron are discussed in connection with necessary studying of heat transfer as well as experiments with ablative thermal protection materials for next generation space vehicles meant for Lunar and Martian missions. Possibilities of total enthalpy growing by means of increasing power feeding into the plasma and applying cooled discharge chambers are considered up to the levels corresponding to the superorbital entry into the Earth atmosphere. Numerical results are presented for gas parameters within the RF-plasmatron discharge chamber at power feeding to the plasma of 300 kW. The thermography imaging tools for measurements of heat transfer to the models and heat shield materials (surface temperatures and heat fluxes) are considered to be advantageous if sighting through the face window of the discharge chamber.

## 1 Применение ВЧ-плазмотронов в аэрофизических исследованиях

Моделирование условий входа возвращаемых аппаратов (ВА) в верхние слои атмосферы в наземных условиях является важнейшим этапом создания таких аппаратов. Это особенно важно при отработке их тепловой защиты и исследованиях различных физических и физико-химических процессов в ударном и пограничном слоях и гетерогенных процессах, протекающих при взаимодействии диссоциированного и частично ионизованного воздуха с материалами. Эти задачи решаются на установках различного типа. Так исследования гиперзвукового теплообмена в так называемом «холодном» режиме проводятся на поршневых газодинамических установках кратковременного действия, испытания образцов тепловой защиты – на электродуговых и высокочастотных плазмотронах, исследования протекания физико-химических процессов – на ударных трубах. Используются также установки, где газ, нагретый и ионизованный в электрической дуге, дополнительно ускоряется электро-

магнитным полем – магнитоплазодинамические ускорители (МПДУ) и торцевые холловские ускорители.

В связи с разработкой многоразовых аппаратов планирующего спуска, основной аэродинамический нагрев которых происходит на больших высотах ( $h \sim 50 \div 90$  км), а также с необходимостью решения других задач, например, исследования теплового нагружения ЛА в разреженной атмосфере (спуск аппарата в атмосфере Марса, аэрозхват аппарата при его торможении в верхних слоях атмосферы Венеры ( $h > 100$  км), исследованиях различного рода газозависимых и гетерогенных процессов) широко используются индукционные высокочастотные плазмотроны [1-7]. Обеспечивая воспроизведение натурального диапазона значений давления  $p$ , энтальпии торможения газа  $H_0$ , и времени полета  $\Delta t$ , данные установки выгодно отличаются от электродуговых тем, что нагрев рабочего газа (воздуха, азота,  $\text{CO}_2$ ) происходит с помощью безэлектродного разряда, а это позволяет получать химически чистые высокотемпературные до- или сверхзвуковые струи газа. Задача экспериментального определения каталитической активности материалов тепловой защиты орбитального корабля Буран была успешно решена на ВЧ-плазмотронах [4, 7]. Определенные в этих установках значения вероятностей гетерогенной рекомбинации атомов были подтверждены данными, полученными в результате анализа летных экспериментов на аппаратах Бор и Буран [8, 9]. Отметим, что американским специалистам так и не удалось добиться согласования экспериментальных данных по каталитичности ТЗМ ЛА "Спейс Шаттл", полученных на наземной экспериментальной базе и в полете. Причины этого подробно рассмотрены в [10].

В установках такого типа проводятся различного вида испытания, целью которых являются: первичный сравнительный анализ стойкости материалов и покрытий к предполагаемым тепловым нагрузкам; определение констант скоростей гетерогенной рекомбинации атомов кислорода и азота на поверхности ТЗМ (ее каталитичности) при высоких температурах; испытания материалов на термохимическую стойкость к окислительному воздействию диссоциированного воздуха и  $\text{CO}_2$ ; ресурсные испытания ТЗМ; испытания покрытий вместе с фрагментами конструкций для установления их тепловых режимов и др. В ходе каждого из этих испытаний к моделированию тех или иных параметров предъявляются различные требования. Вопросы моделирования теплообмена ЛА при полете со скоростями  $V \sim 7$  км/с (энтальпии торможения  $H_0 \leq 30$  МДж/кг) в установках с ВЧ-плазмотронами рассмотрены в [1, 11, 12].

Для моделирования условий спуска ВА (в первую очередь теплообмена) после планируемых полетов к Луне или Марсу в установках с ВЧ-плазмотронами необходимо решение целого ряда новых задач, связанных как с принципиальной возможностью реализации необходимых режимов работы установок и диагностики параметров плазменных струй, так и с техническими решениями.

## 2 Новые задачи

В настоящее время в качестве форм-кандидатов пилотируемых спускаемых аппаратов нового поколения, предполагаемых к использованию как для полетов к Международной космической станции (МКС), так и для экспедиций к Луне и Марсу, в первую очередь рассматриваются аппараты капсульного типа, в том числе сегментально-конической формы.

Спускаемые аппараты сегментально-конической формы обладают высокой надежностью, технологичностью изготовления, на них может быть установлена многоразовая тепловая защита (по крайней мере, для полета на МКС). Благодаря своей компактности они хорошо подходят для полетов к Луне и Марсу. При гиперболическом входе в атмосферу Земли (при возвращении из экспедиций на Луну и Марс) ВА такого типа в части веса теплозащиты конкурентоспособны с аппаратами других типов, в частности, аппаратами типа «несущий корпус». Важным фактором, повышающим надежность проектируемых ВА, яв-

ляется также долгая эксплуатация аппарата «Союз», а также успешные полеты американского аппарата «Аполлон» к Луне.

К вновь разрабатываемому в США ВА такого типа принадлежит, в частности, спускаемый аппарат универсального пилотируемого исследовательского корабля Орион (рис.1), предназначенного для полетов на орбиту искусственного спутника Земли (ОИСЗ), на Луну и Марс, разработка которого поручена фирме Lockheed Martin Corp. (США) и аппарат Dragon американской компании Space-X, разрабатываемый для орбитальных полетов. В соответствии с объявленной космической программой США, первый полет корабля Орион планируется на 2014 год [13]. Реализация аналогичной программы начато и в России [14].

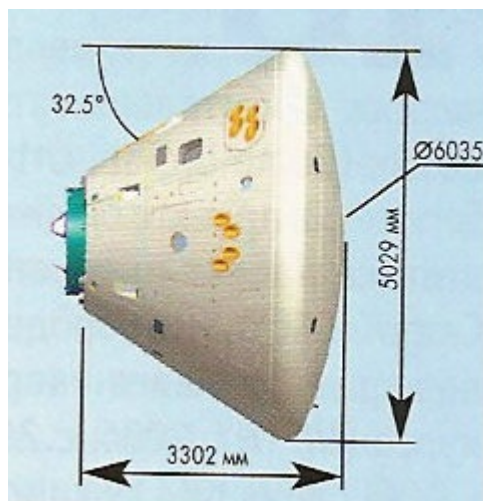


Рис.1. Спускаемый аппарат пилотируемого исследовательского корабля Орион (США) для полетов вокруг Земли, на Луну и Марс

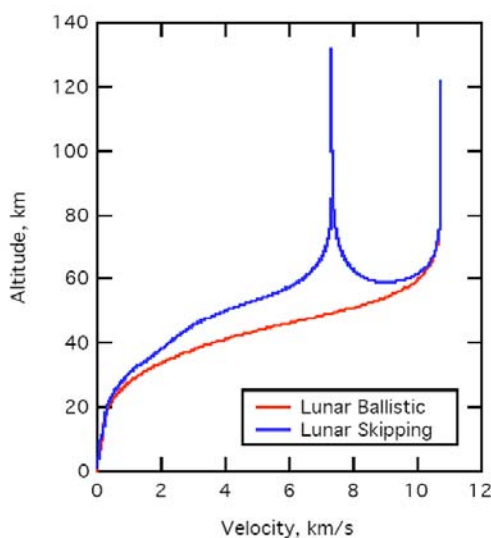


Рис. 2. Траектории входа КА ORION в атмосферу Земли после полетов к Луне и Марсу [13]

На рис. 2 показаны траектории перспективного пилотируемого корабля нового поколения Орион [13]. В качестве возможных сценариев возвращения на Землю после полетов к Луне и Марсу рассматриваются два типа траекторий входа: прямой баллистический вход и вход с аэроторможением (skipping trajectory) в атмосфере. Во втором случае КА входит в

атмосферу до высоты  $h \sim 60$  км, тормозится и выходит на орбиту искусственного спутника Земли. Второй вход происходит с обычной скоростью  $V \sim 7$  км/с.

Возможности моделирования условий спуска с орбиты ИСЗ на ВЧ-плазмотронах изучены достаточно хорошо. Однако при входе ВА после полетов к Луне или Марсу с большими скоростями  $V \sim 10 - 11$  км/с в ударном слое и на поверхности тепловой защиты существенную роль могут играть процессы, не проявляющиеся при меньших скоростях. Эти процессы связаны со значительной степенью ионизации газа за головной ударной волной, излучением, взаимодействием заряженных частиц с материалом тепловой защиты, его разрушением и т.д.

Чтобы более подробно рассмотреть параметры, моделирование (или прямое воспроизведение) которые необходимо осуществить, рассмотрим типичные условия, реализуемые при входе сегментально-конических аппаратов в атмосферу по типичным траекториям. Ниже будут рассмотрены траектории аппарата Орион [13] при прямом входе и входе с аэроторможением, аппарата типа «Союз» при входе с аэроторможением, траектория перспективного транспортного корабля нового поколения (ПТК НП) при его входе в атмосферу Земли с орбиты ИСЗ.

На рис. 3 в координатах тепловые потоки – давление показаны расчетные значения конвективных тепловых потоков в передней критической точке рассматриваемых аппаратов.

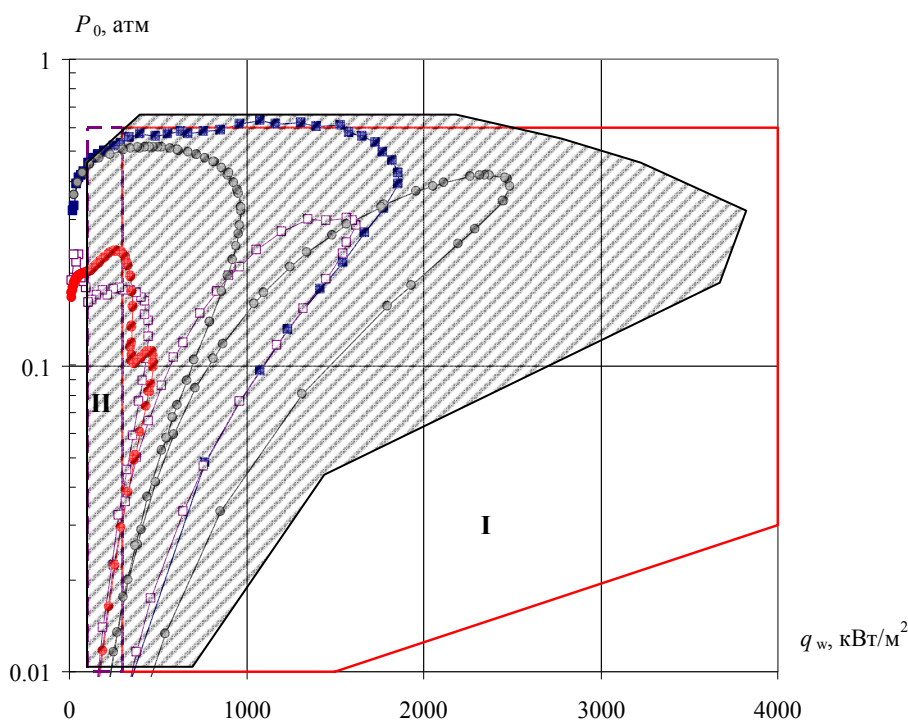


Рис.3. Режимы теплообмена сегментально-конических аппаратов при их движении по типовым траекториям

- – «Орион» прямой вход;
- – «Орион», вход с аэроторможением;
- – «Союз», вход с аэроторможением; ● – ПТК НП с орбиты ИСЗ

Заштрихованная область учитывает возможное увеличение теплообмена на кромках лобового щита, а также погрешности в расчетах тепловых потоков за счет использования различных газодинамических и физико-химических моделей. Область I на этом рисунке (ограниченная красными линиями) соответствует возможностям установки с ВЧ-плазмотроном при работе с различными соплами (см. раздел 2). Область II, соответствующая

щая низким уровням теплового воздействия, реализуется при подмешивании в плазменную струю холодного воздуха между разрядной камерой и сопловым блоком.

На рис. 4 а в координатах энтальпия торможения газа – давление представлены значения величин, реализуемых при полете рассматриваемых аппаратов (обозначения те же, что и на рис.3). Область I на этом рисунке соответствует возможностям установки с ВЧ-плазмотроном при работе с различными соплами. Область II реализуется при подмешивании в плазменную струю холодного воздуха. Область III показывает значения параметров, которые могут быть реализованы при увеличении энерговыклада в плазму и дополнительного охлаждения разрядной камеры.

На рис. 4 б, в координатах энтальпия торможения газа – тепловые потоки представлены значения величин реализуемых при полете рассматриваемых аппаратов. Области I – III аналогичны соответствующим областям на рис. 4а.

Как следует из представленных данных, при прямом входе тепловые потоки достигают значения  $q = 4 - 5 \text{ МВт/м}^2$ , а при входе с аэроторможением –  $q = 3 - 4 \text{ МВт/м}^2$ . Лучистые тепловые потоки по данным [13] достигают  $q_r = 500 \text{ кВт/м}^2$ . Расчетные значения лучистых потоков к аппарату типа «Зонд» ( $R = 2.3 \text{ м}$ ) [23], входящему в атмосферу Земли со скоростью 11 км/с составляют  $q_r = 2000 \text{ кВт/м}^2$ . Близкие значения лучистых потоков на СА больших размеров (типа «Ориона»)  $q_r = 1800 \text{ кВт/м}^2$  получены в [24]. Максимальные значения суммарных тепловых потоков, измеренных в летном эксперименте на аппарате FIRE (США), составили  $q = 11.3 \text{ МВт/м}^2$ . Максимальный лучистый поток к поверхности этого аппарата составил  $q_r \approx 4700 \text{ кВт/м}^2$ . Эти данные показывают необходимость экспериментальной отработки ТЗМ при совместном воздействии конвективных и лучистых потоков.

Равновесная радиационная температура поверхности при суммарном (конвективном + радиационном) тепловом потоке порядка  $q = 5000 \text{ кВт/м}^2$  и интегральной степени черноты поверхности материала тепловой защиты  $\varepsilon = 0.8$  составляет  $T_w = 3240 \text{ К}$ . Эти оценки показывают, что поскольку ни один из используемых в настоящее время многоразовых теплозащитных материалов такую температуру не выдерживает, система тепловой защиты ВА не может быть многоразовой.

Приведенные на рисунках 3, 4 данные показывают, что в установках с ВЧ-плазмотронами воспроизводятся натурные значения тепловых потоков, реализуемых при входе в атмосферу аппаратов сегментально-конической формы, в том числе и ПТК НП, по типовым траекториям. Поэтому установки такого типа могут использоваться для отработки тепловой защиты таких аппаратов. Для моделирования условий теплообмена аппаратов такого типа в атмосферу Земли после полетов к Луне или Марсу, исследований аэротермодинамических процессов и отработки систем и материалов тепловой защиты таких аппаратов необходимо иметь возможность получения удельных тепловых потоков к моделям и образцам теплозащитных материалов  $q \sim 3 - 5 \text{ МВт/м}^2$  и более при энтальпиях торможения  $H_0 = 40 - 60 \text{ МДж/кг}$ .

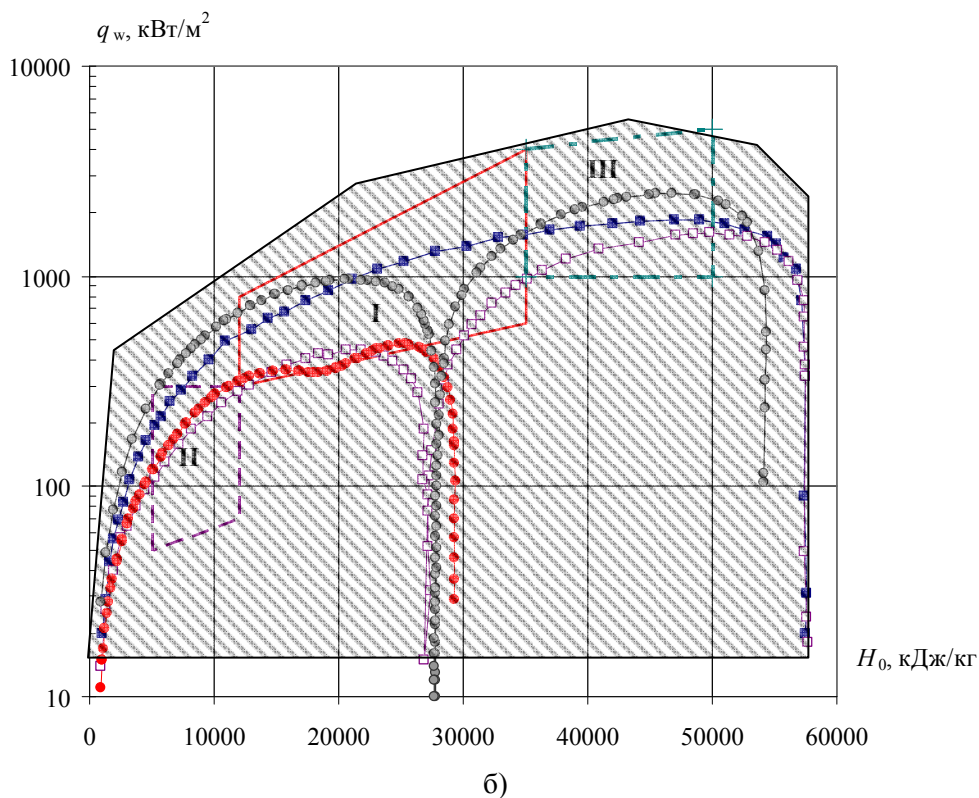
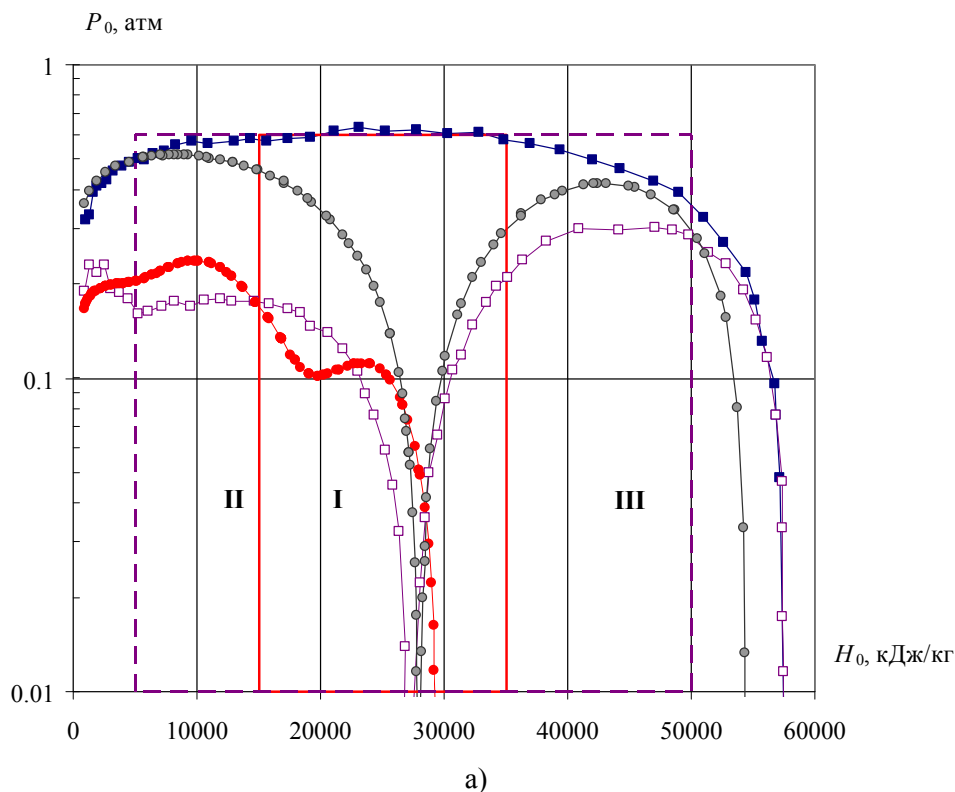


Рис. 4. Режимы обтекания сегментально-конических аппаратов при их движении по типовым траекториям.

Из анализа приведенных данных следуют основные направления исследований:

- повышение уровней теплового потока к образцам испытываемых материалов тепловой защиты;

- разработка способов получения заданных лучистых тепловых потоков на модели за счет излучения плазмы из разрядной камеры и дополнительных источников, расположенных в рабочей части установки;
- увеличение энтальпии торможения газа в струе ВЧ-плазмотрона до 50 – 60 МДж/кг;
- диагностика параметров до и сверхзвуковых высокоэнтальпийных струй;
- разработка методик проведения экспериментов с уносящимися материалами;
- разработка методов математического моделирования течений в разрядной камере ВЧ-плазмотрона, соплах различной конфигурации, обтекания и теплообмена моделей до- и сверхзвуковыми струями, теплового состояния моделей с образцами и т.п.;
- определение характеристик разрушения материалов тепловой защиты (эффективной энтальпии разрушения) и, по возможности, механизмов их разрушения под действием высоких тепловых нагрузок;
- разработка методов переноса результатов, получаемых в установках с ВЧ-плазмотронами на условия полета ВА.

### 3 Расширение возможностей моделирования теплообмена возвращаемых аппаратов в ВЧ-плазмотроне

Применительно к моделированию входа аппаратов многоразового использования в атмосферу Земли (Буран, Space Shuttle) с орбиты ее искусственного спутника, уровни тепловых потоков составляют  $q = 600 - 800$  кВт/м<sup>2</sup>. Такие значения реализуются в струе ВЧ-плазмотрона с цилиндрическим соплом на модели диаметром  $D = 50$  мм (торец со скругленными кромками), по форме аналогичной стандарту ESA, показанной на рис. 5, в достаточно широком диапазоне давлений.



Рис.5. Общий вид державки для крепления образцов

Для моделирования условий входа спускаемых аппаратов (СА) после экспедиций на другие планеты (например, Луну или Марс) со скоростями  $V \sim 11$  км/с и решения целого ряда задач, связанных с теплообменом различных элементов ЛА, имеющих малые характерные размеры (кромки крыльев, рулей, пилонов и т.п.), необходимо увеличение уровней теплового потока к испытуемым образцам теплозащиты до 5 и более МВт/м<sup>2</sup>.

Для перспективного пилотируемого спускаемого аппарата сегментально-конической формы с радиусом миделя лобового щита  $R = 2.2$  м, расчетные значения тепловых потоков на высотах 72 и 55 км к идеально-каталитической поверхности составляют  $q = 1470$  и  $3050$  кВт/м<sup>2</sup>, а равновесные радиационные температуры в критической точке (в отсутствии разрушения), определенные из условия  $q = \varepsilon \sigma T_w^4$ , при степени черноты  $\varepsilon = 0.8$  равны

$T_w = 2380$  К и  $T_w = 2880$  К соответственно. Конечная каталитичность материала может приводить к некоторому ( $\sim 30\%$ ) снижению тепловых потоков. К аппаратам меньших размеров, например капсулы с грунтом Фобоса (спутника Марса), значения тепловых потоков будут еще выше ( $\sim 6 - 8$  МВт/м<sup>2</sup>).

Имеется целый ряд способов для достижения повышенных уровней теплового потока в струе ВЧ-плазмотрона, необходимых при испытаниях материалов на термохимическую стойкость, а также испытаниях уносящихся материалов. Измерения теплового потока при испытаниях и определении свойств уносящихся теплозащитных материалов являются трудно осуществимыми. Обработка экспериментальных результатов проводится на основании измеряемых с достаточной точностью тепловых потоков к неразрушаемой холодной поверхности. При неравновесном характере течения газа в пограничном слое (условия характерные для ВЧ-плазмотронов) необходимо дополнительно выбирать материал теплопринимающего элемента калориметра. Он должен обладать высокой каталитичностью в отношении реакций гетерогенной рекомбинации атомов. Такими свойствами обладает ряд металлов (платина, серебро, медь). В настоящих исследованиях использовались медные калориметры. Вероятность рекомбинации атомов на поверхности меди по литературным данным составляет  $\gamma = 0.15 - 0.4$  ( $k_w = 20 - 60$  м/с при  $T_w = 300$ К). Безразмерным критерием, определяющим снижение теплового потока за счет конечной каталитичности поверхности в замороженном пограничном слое, является величина  $Z = \frac{K_w \rho_w}{\alpha / c_p}$ . В условиях теплообмена

холодных медных моделей в ВЧ-плазмотронах значения  $Z \geq 30$ . При этом возможная погрешность измерений теплового потока за счет конечной каталитичности меди незначительна. Величина теплового потока к холодной медной модели определяется формулой

$$q = \alpha / c_p \Delta H \sim (V/R)^{1/2} H_0$$

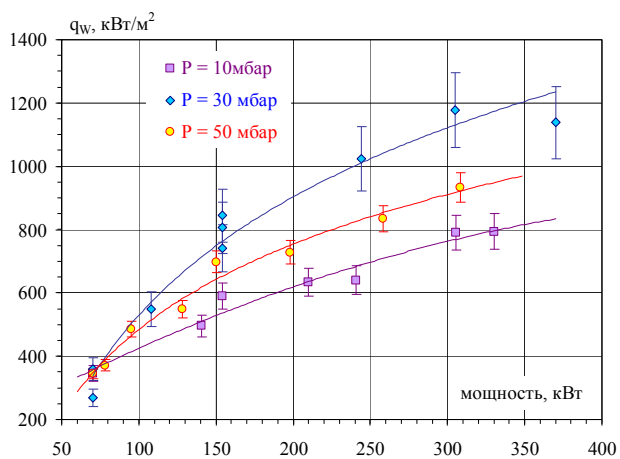
Здесь  $\alpha / c_p$  – коэффициент теплообмена,  $\Delta H = H_0 - h_w$  – перепад энтальпий. На охлаждаемой поверхности при высоких значениях энтальпии торможения  $H_0$ ,  $h_w \ll H_0$ .

Из этого соотношения видно, что к увеличению теплового потока приводит увеличение энтальпии торможения газа, увеличение скорости потока за счет уменьшения выходного сечения сопла и уменьшение радиуса модели. В принципе, к возрастанию теплового потока приводит также увеличение давления в тракте установки. Однако, при имеющейся системе вакуумирования увеличение давления приводит к уменьшению скорости потока.

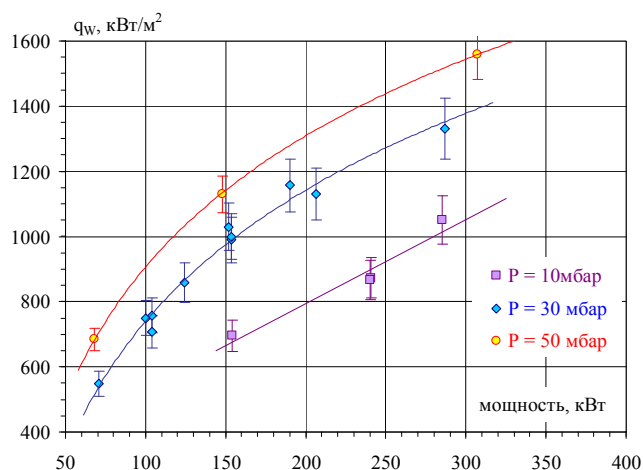
В тех задачах, где необходимо только увеличение теплового потока, без одновременного воспроизведения энтальпии торможения и состава газа на внешней границе пограничного слоя, эта задача решается достаточно просто путем использования сужающихся или сверхзвуковых сопел, что приводит к возрастанию скорости потока, градиента скорости на модели и увеличению коэффициента теплообмена  $\alpha / c_p$ . Уменьшение размеров моделей также приводит к возрастанию тепловых потоков за счет увеличения  $\alpha / c_p$ .

В настоящее время на установке У-13 ВЧП имеются сопла, имеющие диаметр выходного сечения  $D = 180, 124, 60$  и  $30$  мм. Измеренные значения тепловых потоков к холодной высококаталитической медной модели, показанной на рис.5, представлены на рис. 6 для сопел  $D = 180, 124, 60$  и  $30$  мм соответственно.

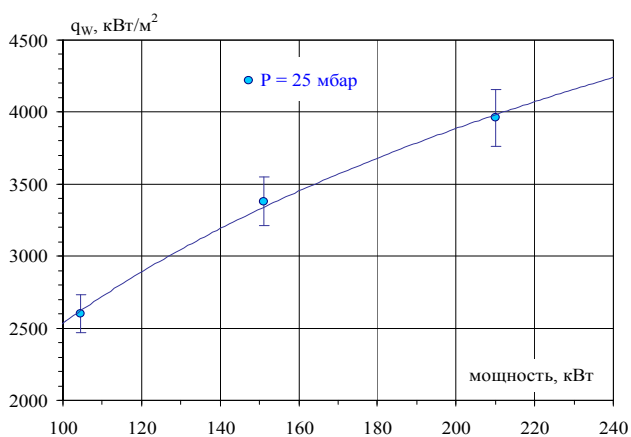




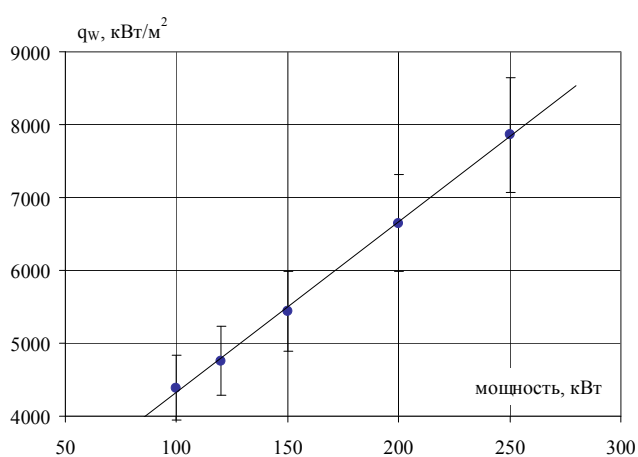
а)



б)



в)



г)

Рис.6. Тепловые потоки к евромодели ( $D = 50$  мм) при работе установки с различными соплами а) –  $D = 180$  мм, б)  $D = 124$  мм, в)  $D = 60$  мм, г) –  $D = 30$  мм

На моделях в форме цилиндра диаметром  $D = 20$  мм (стандарт для испытаний в ЭДУ), тепловой поток будет составлять  $q \sim 12 - 13$  МВт/ $m^2$  при давлении на модели  $p = 50$  мбар.

Струя, истекающая из сопла с выходным сечением  $D = 60$  мм, показана на рис. 7.



Рис.7. Сверхзвуковая струя, давление в рабочей части  $P_{p,ч} = 10.3$  мбар, давление в разрядной камере  $P_{p,к} = 37.7$  мбар, мощность ВЧ-генератора  $N = 98$  кВт.

Видно, что при выходе из сопла струя расширяется и образуется характерная для сверхзвуковой струи картина с дисками Маха, за которым газ тормозится и его температура возрастает, что хорошо заметно по увеличению свечения. При увеличении давления газа в

тракте установке течение газа становится дозвуковым (рис. 8). На таких режимах течения сильно усложняется диагностика параметров струи, поскольку используемые зонды и калориметры вносят возмущения и существенно искажают картину течения.

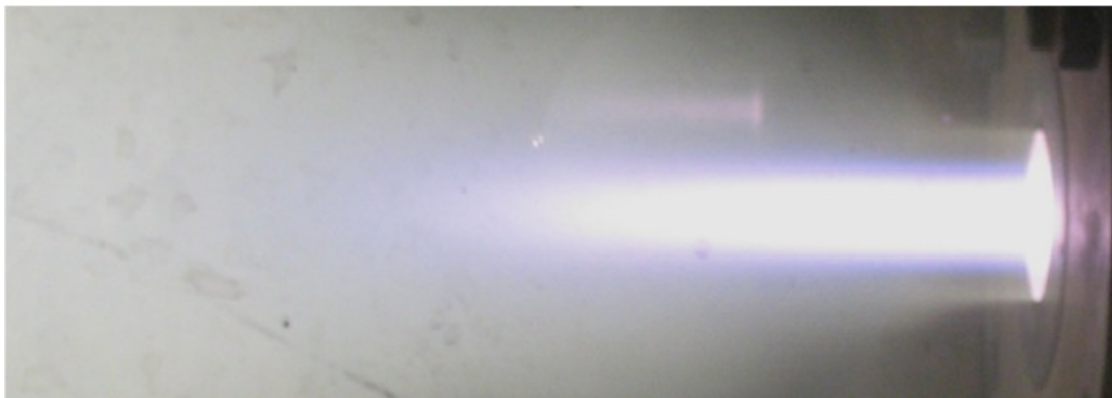


Рис.8. Дозвуковая струя, давление в рабочей части  $P_{p.ч} = 51.2$  мбар, давление в разрядной камере  $P_{p.к} = 61.0$  мбар, мощность ВЧ-генератора  $N = 98$  кВт

Расчетные профили скорости потока в выходном сечении сопел с различными диаметрами показаны на рис. 9.

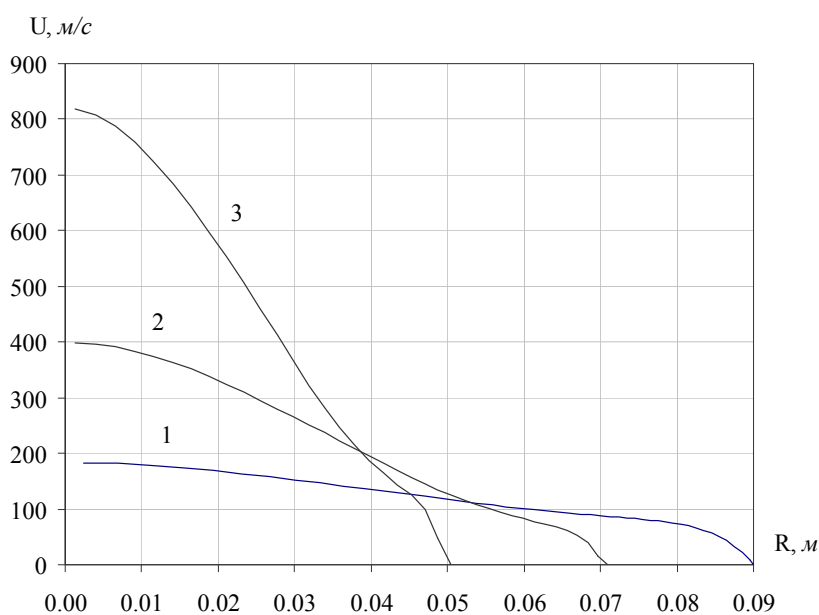


Рис.9. Профили скорости на срезе сопла 1 –  $D = 180$  мм, 2 –  $D = 140$  мм, 3 –  $D = 100$  мм

Скорость течения газа на срезе сопла возрастает и при дальнейшем уменьшении выходного сечения достигает скорости звука.

Как следует из представленных данных, в установке У-13ВЧП с ВЧ-плазмотроном в случае осесимметричного течения реализован широкий диапазон значений теплового потока к модели диаметром  $D = 50$  мм  $q = 300 - 8000$  кВт/м<sup>2</sup> при давлениях от 10 до 200 мбар. Применение сопел с сужением является эффективным способом увеличения теплового потока до необходимых значений. Как показали проведенные экспериментальные исследования, к некоторому ( $\sim 20 - 30\%$ ) возрастанию теплового потока приводит дополнительная прямоструйная подача газа вдоль оси разрядной камеры, минуя газоформирователь. Однако при такой подаче газа в некоторых случаях происходит срыв разряда.

Проведенные расчеты для сопел различной конфигурации показали, что величина полной энтальпии газа на оси струи практически не зависит от диаметра выходного сечения сопла. Такой результат показывает возможность использования значений полной энтальпии, измеренной на выходе из цилиндрического сопла, при анализе результатов экспериментов по теплообмену, проводимых с различными соплами.

Сверхзвуковые сопла при относительно низких ( $p < 1$  атм) давлениях в форкамере имеют малые выходные сечения  $D \sim 50$  мм и еще меньший размер ядра струи, что существенно усложняет интерпретацию результатов испытаний образцов приемлемых (стандартных) размеров ( $D \sim 25$  мм). Обычно используемая в такого рода испытаниях державка диаметром 50 мм сильно искажает параметры набегающего потока.

#### 4 Повышение энтальпии торможения газа

Задача увеличения теплового потока с одновременным моделированием величин давления и энтальпии торможения (а, значит, и состава газа), которая возникает при исследованиях термохимической стойкости и влияния каталитичности поверхности материалов тепловой защиты на теплообмен, а также спектральных характеристик излучения воздуха и его смесей с продуктами разрушения ТЗМ, поступающими в пограничный слой, может быть решена только при воспроизведении натуральных значений энтальпии торможения газа.

Энтальпия торможения газа, натекающего на модель или державку с образцом ТЗМ в струе ВЧ-плазмотрона, может быть увеличена двумя способами:

- за счет увеличения энерговклада в поток плазмы,
- путем перемещение индуктора в сторону соплового блока или размещение моделей (державки с испытуемым образцом ТЗМ) ближе к индуктору.

Практическая реализация этих способов представляет определенные принципиальные и технические трудности, обусловленные принципом действия и конструктивными особенностями установок такого типа. Рассмотрим подробнее каждый из этих способов.

В плазмотронах номинальной мощностью  $N = 100$  кВт с диаметром разрядной камеры  $D = 80$  мм и расходом плазмообразующего газа (воздуха)  $G \sim 1-3$  г/с при коэффициенте полезного действия установки  $\eta \sim 60\%$  на максимальных режимах в выходном сечении разрядной камеры реализуется энтальпия торможения газа  $H_0 = 25 - 35$  МДж/кг [11]. Снижение расхода газа с целью увеличения удельной энтальпии приводит к снижению давления в тракте установки, а вместе с этим к увеличению диаметра плазменного образования в области индуктора и ниже по течению. Это приводит к существенному увеличению теплового потока в стенку кварцевой разрядной камеры с неизбежным ее разрушением.

На плазмотронах большой мощности ( $N = 1000$  кВт) при расходах плазмообразующего газа  $G \sim 10$  г/с значения энтальпии торможения  $H_0 = 25 - 30$  МДж/кг в выходном срезе разрядной камеры достигаются при анодной мощности  $N = 200 - 250$  кВт (100 – 120 кВт вложенных в плазму). Измерения температуры кварцевой разрядной камеры, проведенные сканирующей ИК-термовизионной системой [15], показали, что при  $N = 200$  кВт максимальная температура, наблюдаемая в окрестности последнего витка индуктора, при длительной работе установки ( $t \geq 10$  мин) составляет  $T \sim 400^\circ\text{C}$  и возрастает с увеличением анодной мощности. Это не позволяет проводить длительные эксперименты при мощностях  $N = 300 - 350$  кВт без применения специальных конструкций, защищающих кварцевую разрядную камеру от возрастающих с увеличением мощности тепловых потоков. Такие конструкции разрабатывались для использования ВЧ-плазмотронов в различных технологических процессах, где необходим большой ресурс непрерывной работы при номинальной мощности [16].

В некоторых случаях используется конструкция ВЧ-плазмотрона, состоящая из двух кварцевых труб, между которыми циркулирует охлаждающая жидкость (вода). Чаще, для

предотвращения перегрева стенок кварцевой разрядной камеры, используются разрезные охлаждаемые пластины из меди, вставляемые внутрь кварцевой разрядной камеры (рис. 10) [16].

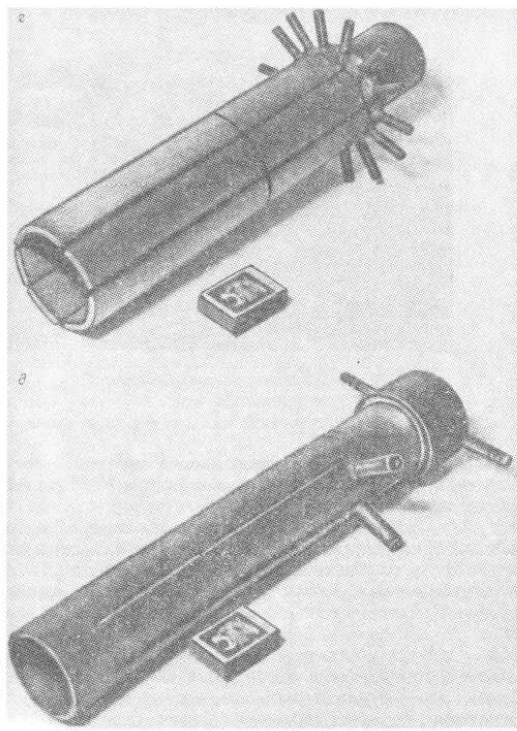


Рис.10. Конструкции охлаждаемых вставок [16]

Хотя потери энергии в таких устройствах возрастают за счет поглощения электромагнитного поля металлическими секциями, при большой избыточной мощности генератора их применение позволяет существенно повысить энтальпию потока.

Экспериментальные исследования, проведенные на ВЧ-плазмотроне мощностью 1000 кВт с медной разрезной водоохлаждаемой разрядной камерой, конструкция которой описана в [16], показали ее работоспособность до мощностей  $N = 800$  кВт. Целью этих исследований было проведение испытаний ТЗМ при давлении  $p = 5$  мбар и высоких температурах  $T_w = 1500^\circ\text{C}$  [17]. При расчетных значениях коэффициента теплообмена  $\alpha/c_p \approx 0.03$  кг/м<sup>2</sup>с и измеренных значениях теплового потока  $q = 1700$  кВт/м<sup>2</sup>, энтальпия торможения составляет  $H_0 = 57$  МДж/кг (соответствует скорости полета  $V = 10.7$  км/с).

Проведенные расчеты для сопла с выходным сечением  $D = 180$  мм показали, что возможно некоторое увеличение энтальпии торможения и скорости газа на выходе из разрядной камеры за счет перемещения индуктора в сторону соплового блока. Параметры в выходном сечении на оси струи приведены в таблице 1, где  $X$  – расстояние между левым витком индуктора и торцом разрядной камеры (со стороны подачи плазмообразующего газа).

Таблица 1

**Параметры на оси струи в выходном сечении**

$X$ , м	$U$ , м/с	$H_0$ , Мдж/кг	$T$ , К
0.12	360	33.7	6325
0.22	370	39.2	6950
0.32	410	45.7	8425

В используемой конструкции ВЧ-плазмотрона перемещение индуктора возможно не более, чем на 10 см, что по расчетным данным приводит к увеличению энтальпии на ~ 14%.

### 5 Численные исследования течения в разрядной камере ВЧ-плазмотрона при больших энергозкладах

С целью определения параметров газа в разрядной камере при повышенных значениях энергозклада в плазму  $N_{\text{плазма}}$  по методике [18] были проведены расчеты в широком диапазоне изменения этого параметра  $N_{\text{плазма}} = 50, 100, 150, 300$  кВт при давлении  $p = 25$  мбар.

На рис. 11 показано распределение энтальпии внутри разрядной камеры при  $N_{\text{плазма}} = 200$  кВт, а на рис. 12 зависимость энтальпии торможения  $H_0$  и массовой концентрации атомов азота  $C_N$  в выходном сечении разрядной камеры от энергозклада в плазму. Результаты расчетов показывают возможность существенного увеличения энтальпии торможения газа.

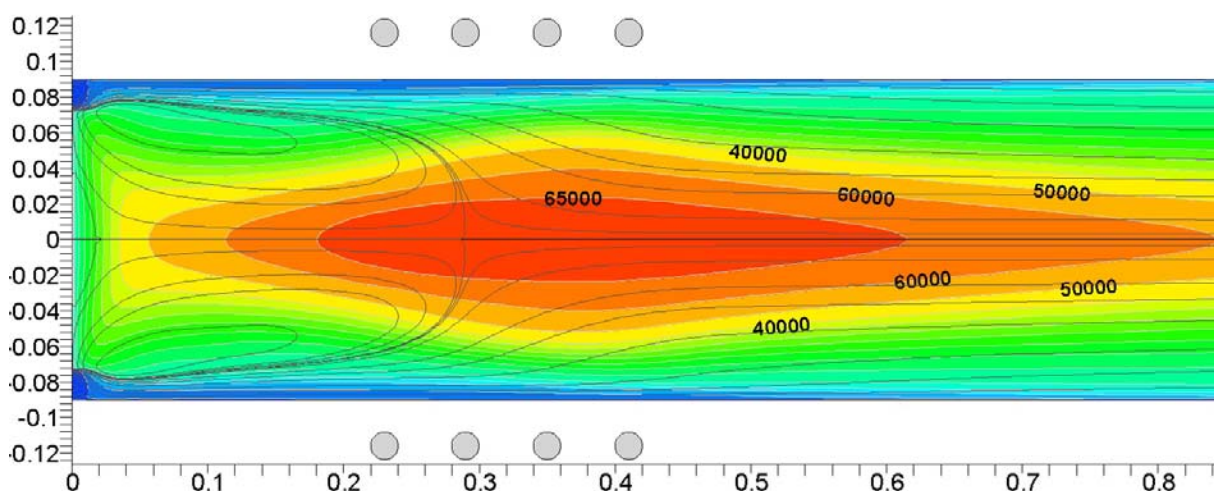


Рис.11. Линии тока и поле энтальпий в разрядной камере

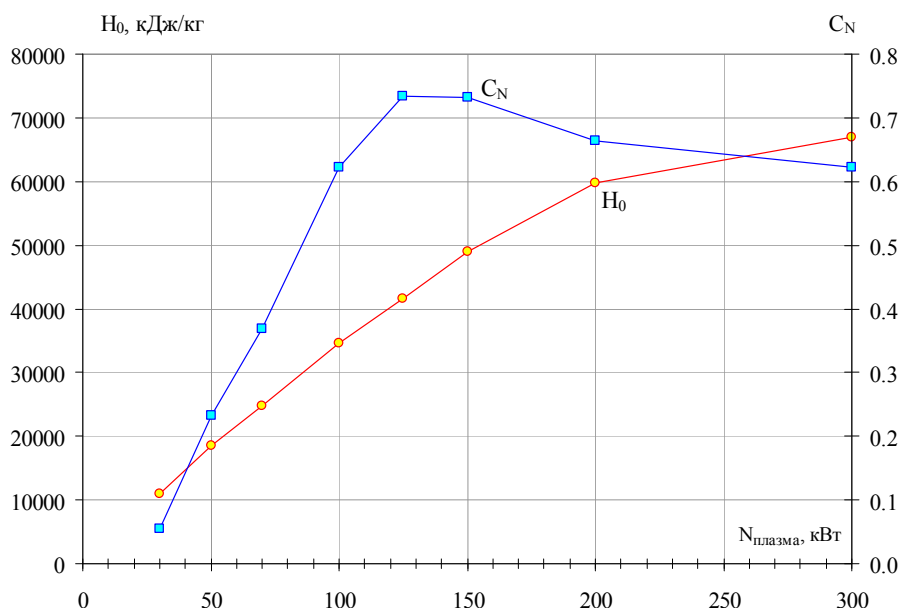


Рис.12. Изменение энтальпии торможения  $H_0$  и массовой концентрации атомов азота  $C_N$  в выходном

## сечении разрядной камеры от энерговклада в плазму

На рисунках 13 – 19 показаны расчетные профили величин в выходном сечении цилиндрического разрядного канала для четырех, перечисленных выше значениях энерговклада в плазму.

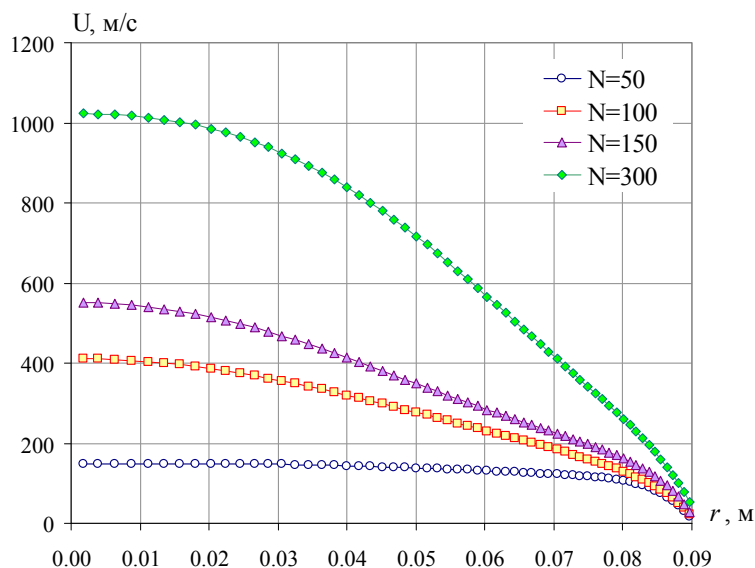


Рис.13. Профиль скорости в струе на выходе из сопла

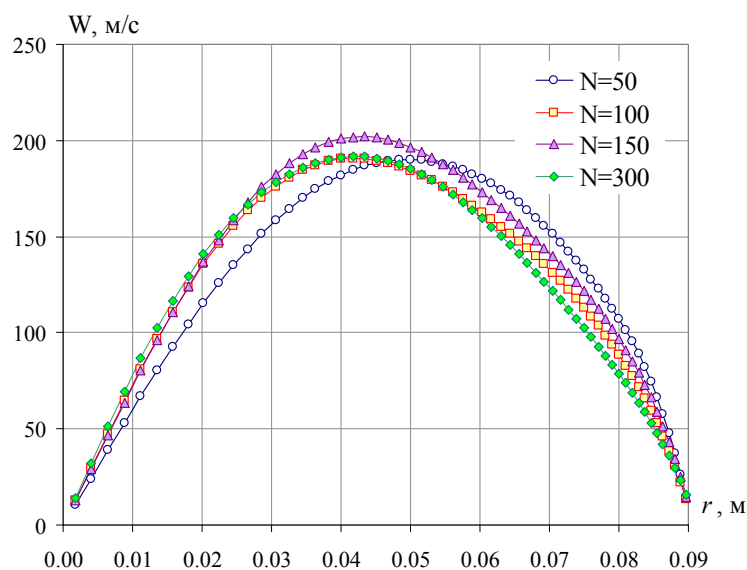


Рис.14. Профиль тангенциальной составляющей скорости (закрутки) в струе на выходе из сопла

Из данных, приведенных на рис. 13, следует, что скорость газа существенно возрастает с увеличением энерговклада. Тангенциальная составляющая скорости (скорость закрутки) с изменением энерговклада практически не изменяется (рис. 14). На рисунках 15 и 16 показаны профили полной энтальпии и температуры газа. Из приведенных данных можно заключить, что значительного увеличения энтальпии можно достичь только на установках, имеющих большой запас мощности.

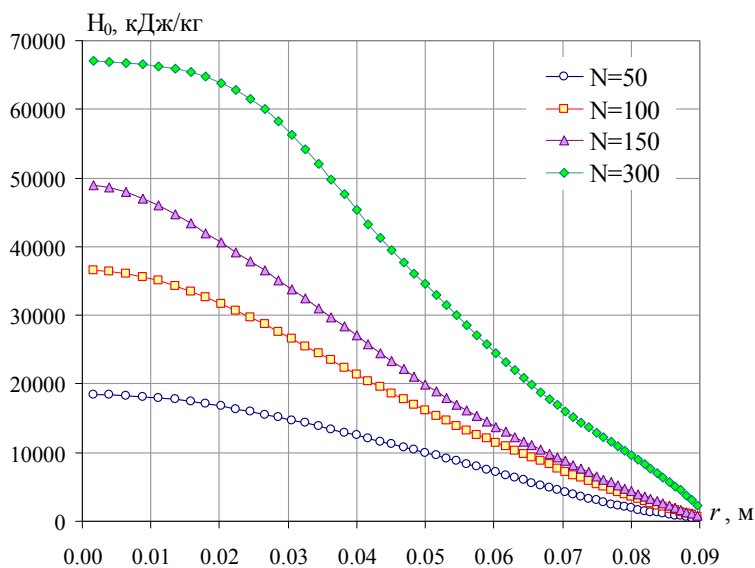


Рис.15. Профиль полной энтальпии газа в струе на выходе из сопла

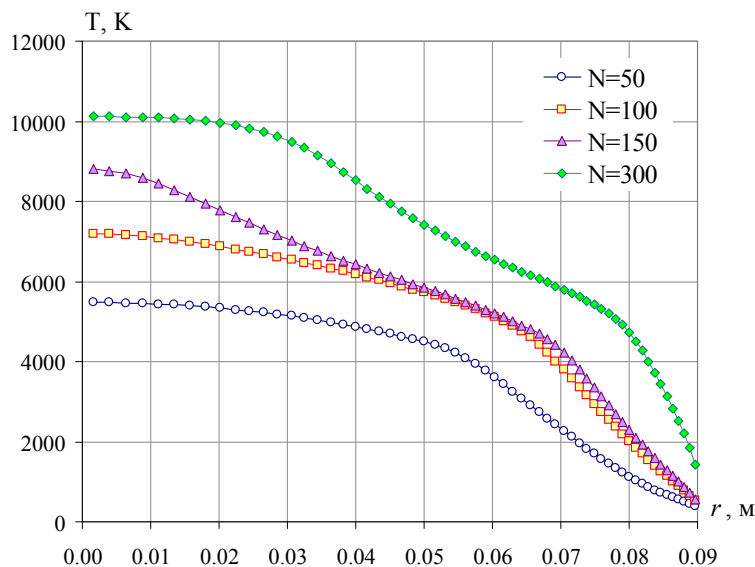


Рис.16. Профиль температуры газа в струе на выходе из сопла

Степень диссоциации молекул азота и массовая концентрация атомов N на оси струи возрастает с ростом энерговклада в плазму (рис. 17). При  $N_{\text{плазма}} = 150$  кВт молекулы азота полностью диссоциированы и начинается ионизация атомов. Молекулы кислорода из-за значительно меньшей величины энергии диссоциации полностью диссоциированы на всех режимах работы ВЧ-плазмотрона (рис. 18) и концентрация атомов O уменьшается только вблизи стенок разрядной камеры, где температура газа падает, и в окрестности оси, где имеет место значительная ионизация кислорода. При высоких энерговкладах  $N_{\text{плазма}} \geq 150$  кВт ионизация атомов приводит к формированию максимума в профилях концентраций атомов азота и кислорода в выходном сечении струи.

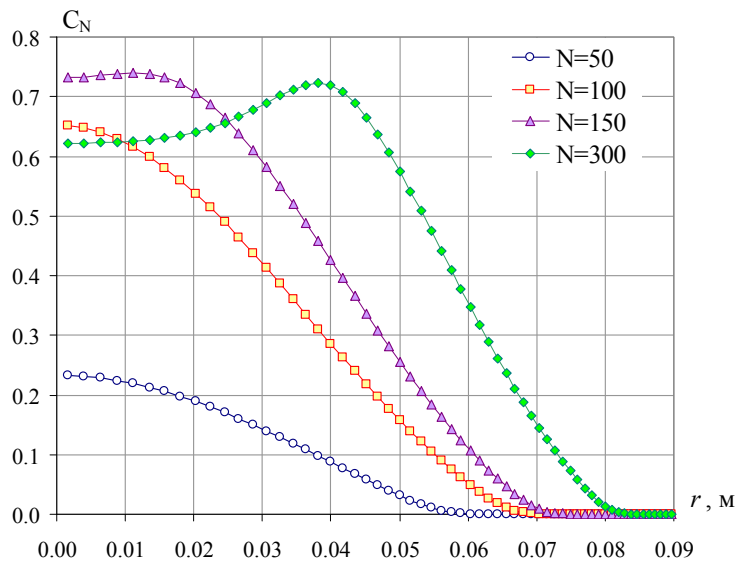


Рис.17. Профиль массовых концентраций атомов азота в струе на выходе из сопла

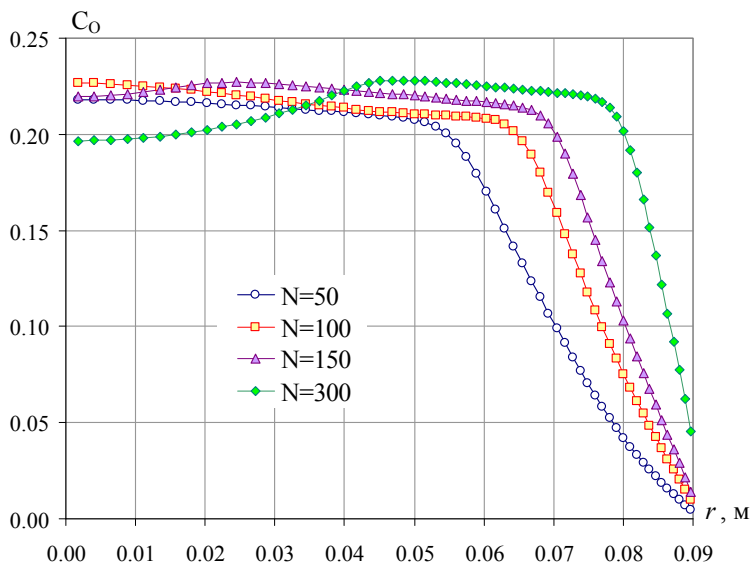


Рис.18. Профиль массовых концентраций атомов кислорода в струе на выходе из сопла

На рис. 19 показаны профили массовых концентраций атомарных ионов азота и кислорода. При больших энерговкладах в плазму степень ионизации газа превышает 10%. На таких режимах ионизированные компоненты вносят существенный вклад в энтальпию газа из-за очень высокой энергии образования атомарных ионов (для атомов N  $E_{\text{ион}} = 47.5$  МДж/кг ( $T_{\text{ион}} = 170000$  К) для атомов O -  $E_{\text{ион}} = 44.7$  МДж/кг ( $T_{\text{ион}} = 160000$ К). В этом случае при низких давлениях газа, когда течение в разрядной камере неравновесно, важно правильно выбрать константы скоростей ионизации атомов электронным ударом.



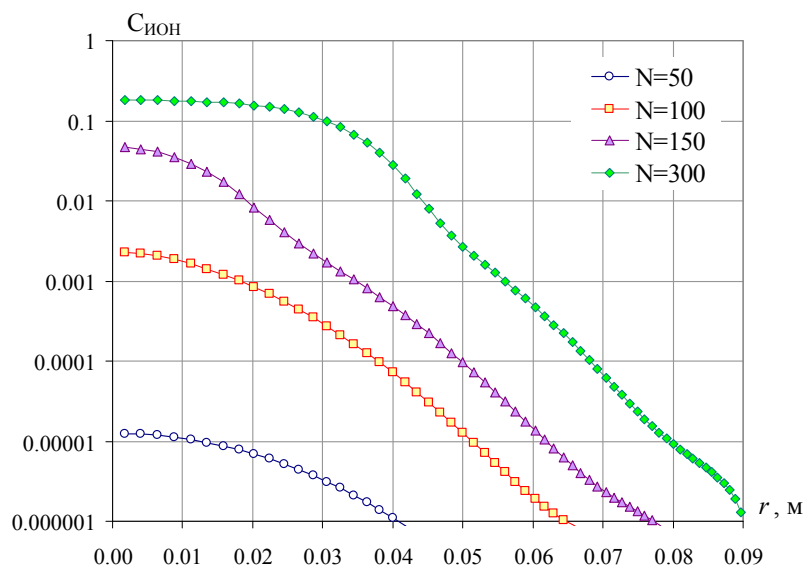


Рис. 19. Профиль массовых концентраций ионов в струе на выходе из сопла

Рассмотрим далее возможность увеличения теплового потока на модель, помещенную в струю ВЧ-плазмотрона, за счет приближения ее к индуктору. В этом случае увеличение теплового потока реализуется за счет возрастания энтальпии торможения газа. Реальная конструкция установки не позволяет изменять существенным образом расстояние от модели до индуктора. Поэтому реального увеличения теплового потока можно достичь, вдвигая модель внутрь разрядной камеры. Этот способ был реализован в ИПМ РАН [19] на плазмотроне вертикального расположения мощностью 100 кВт.

Для нахождения степени увеличения теплового потока и энтальпии торможения при расположении модели внутри разрядной камеры по сравнению с традиционной схемой испытаний проводились расчеты течения в разрядной камере, струе и около модели, имеющей форму цилиндра со скругленными кромками (модель ESA-стандарт). В качестве исходных данных были выбраны условия, типичные для работы установки с ВЧ-плазмотроном: давление  $p = 25$  мбар, энерговыдел в плазму  $N_{\text{плазма}} = 150$  кВт. На рис. 20 показаны поля полной энтальпии  $H_0$  (кДж/кг) и линий тока в разрядной камере и около модели для двух схем испытаний: а) – традиционная схема испытаний в струе, б) – схема с моделью, помещенной внутрь разрядной камеры. Во втором случае модель расположена на 30 см ближе к индуктору, чем в первом случае.

На рис. 21 показаны распределения температуры и энтальпии газа на оси разрядной камеры до точки, соответствующей поверхности модели. В случае расположения модели внутри разрядной камеры (кривые 1) температура и энтальпия газа существенно возрастают. Энтальпия газа возрастает в 1.5 раза по сравнению со значением, реализующимся в традиционной схеме. На внешней границе пограничного слоя около модели  $H_0 = 60$  МДж/кг, что как раз соответствует величине энтальпии, реализующейся при спуске ВА со второй космической скоростью. Тепловые потоки к холодной медной поверхности модели диаметра  $D = 50$  мм в окрестности оси симметрии для рассмотренных случаев составляют  $q = 1660$  и  $2490$  кВт/м<sup>2</sup> для первой и второй схем испытаний.

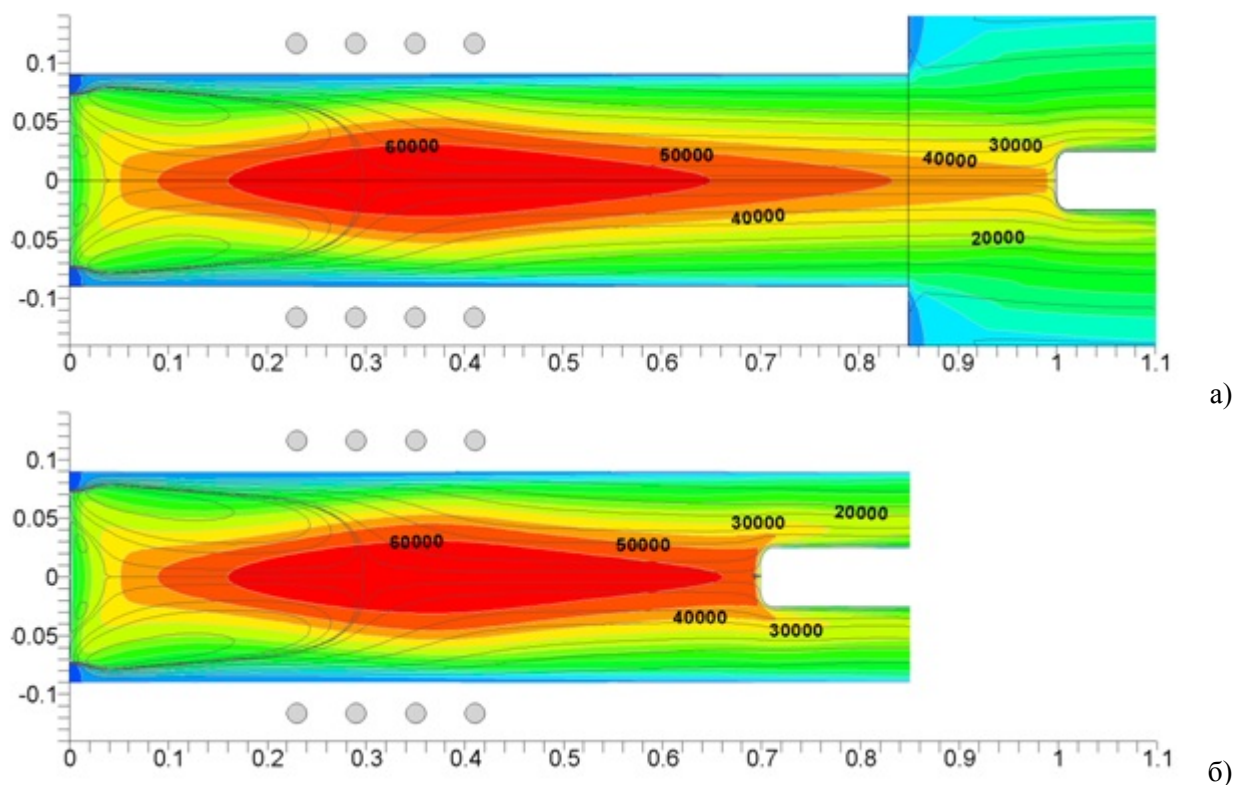


Рис.20. Картина распределения линий тока и полной энтальпии газа в разрядной камере и около модели

а) – традиционная схема испытаний; б) – модель сдвинута внутрь разрядной камеры

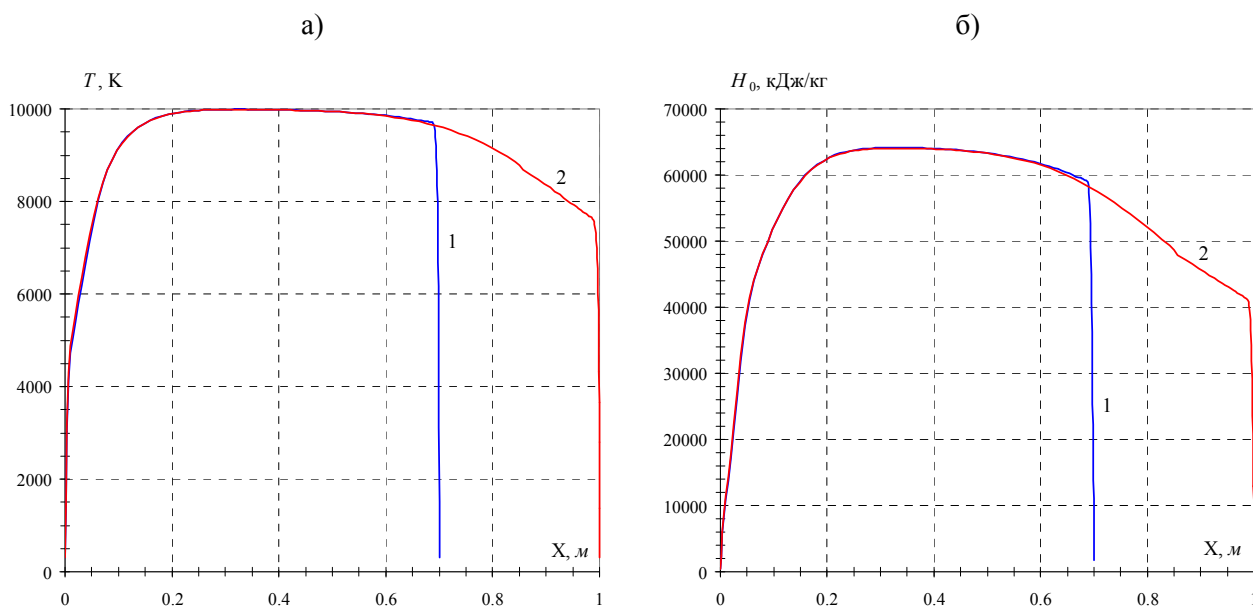


Рис.21. Распределение температуры (а) и энтальпии (б) газа на оси разрядной камеры при двух схемах испытаний

1-модель внутри разрядной камеры, 2 – модель в рабочей камере

Распределение массовой концентрации атомов азота  $C_N$  и ионов  $C_{ион}$  при двух схемах испытаний показаны на рис. 22. По мере удаления от индуктора наиболее существенно меняется концентрация заряженных частиц в потоке плазмы. При расположении модели внут-

ри разрядной камеры степень ионизации газа на внешней границе пограничного слоя значительна ( $\alpha > 10\%$ ), а в рабочей части составляет доли процента.

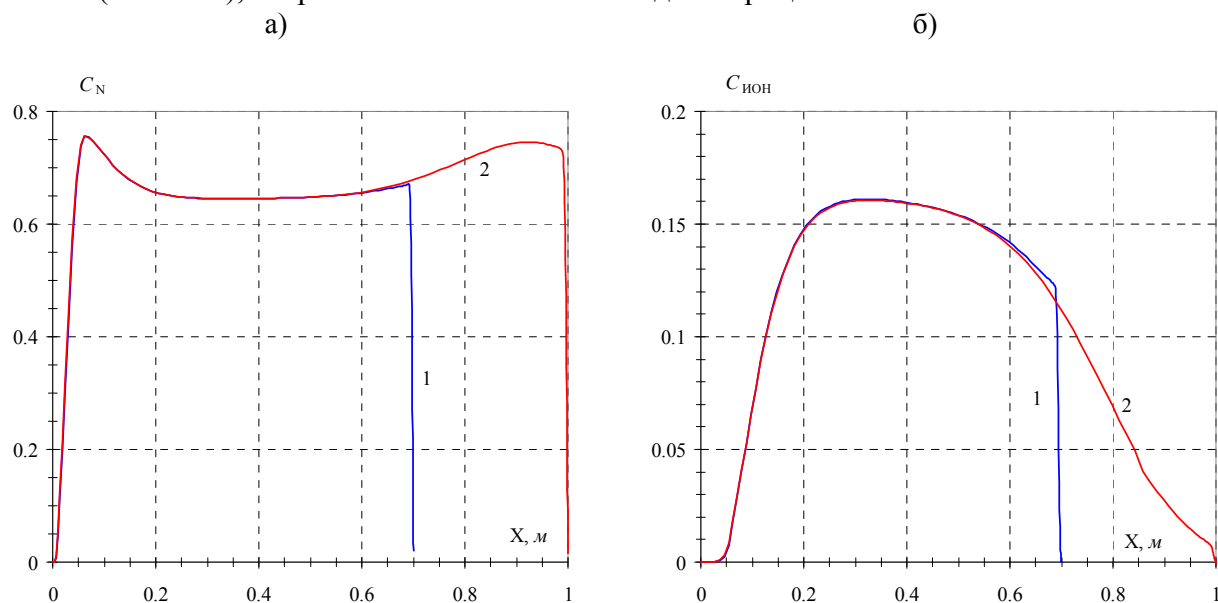


Рис.22. Распределение массовой концентрации атомов азота  $C_N$  (а) и ионов  $C_{\text{ион}}$  (б) при двух схемах испытаний:  
1-модель внутри разрядной камеры, 2 – модель в рабочей камере

## 6 Методика измерений тепловых потоков

Методики измерения тепловых потоков и температур поверхности материалов в плазменной потоке при низких давлениях подробно изложены в [20, 21]. Как следует из результатов анализа, проделанного в этих работах, нагрев материала, помещенного в плазменный поток, обусловлен целым рядом процессов, разделение которых представляется нетривиальной проблемой. При проведении экспериментальных исследований в мощных плазмотронах при повышенных давлениях ( $p = 100\text{--}200$  мбар), тепловые потоки сильно возрастают, что не дает возможности использовать неохлаждаемые стационарные калориметры. При этом многие способы измерений, обсуждаемые в [20, 21], сильно усложняются или становятся неприменимыми.

В данных исследованиях для измерения удельного теплового потока используется проточный калориметр. Принцип его работы основан на измерениях расхода охлаждающей жидкости  $Q$  (кг/с) (воды) и разности ее температур  $\Delta T$  на входе и выходе из калориметра, помещенного в струю высокотемпературного газа, истекающего из соплового блока ВЧ-плазмотрона. Водоохлаждаемый датчик теплового потока для измерения их высоких значений, выполненный в форме ESA-стандарта, до и во время эксперимента показан на рис. 23.

Измеряемый удельный тепловой поток  $q_w$  (кВт/м<sup>2</sup>) определяется формулой

$$q_w = c_p \cdot Q \cdot \delta T / S.$$

Здесь  $c_p$  (кДж/(кг·К)) теплоемкость воды,  $S$  – площадь поверхности калориметра (м<sup>2</sup>),  $\delta T$  – регистрируемая разность температур на входе и выходе. Рабочий расход охлаждающей жидкости  $Q$  составляет от 5 до 50 г/с. Калориметр может устанавливаться на расстоянии от 30 мм до 200 мм от среза сопла. В протоки входного и выходного каналов помещены концевики термопар. Термопары собраны по дифференциальной схеме, т.е. на измерительный прибор выходят два провода одной марки (хромель или копель).

Расход охлаждающей воды измеряется ротаметром (с погрешностью  $\pm 2.5\%$  от верхнего предела измерений). Для измерения разности температур охлаждающей воды используется крейтовая система LTC (погрешность  $\pm 0.5\%$ ). Систематическая погрешность измерений удельного теплового потока таким способом не превышает 3%.

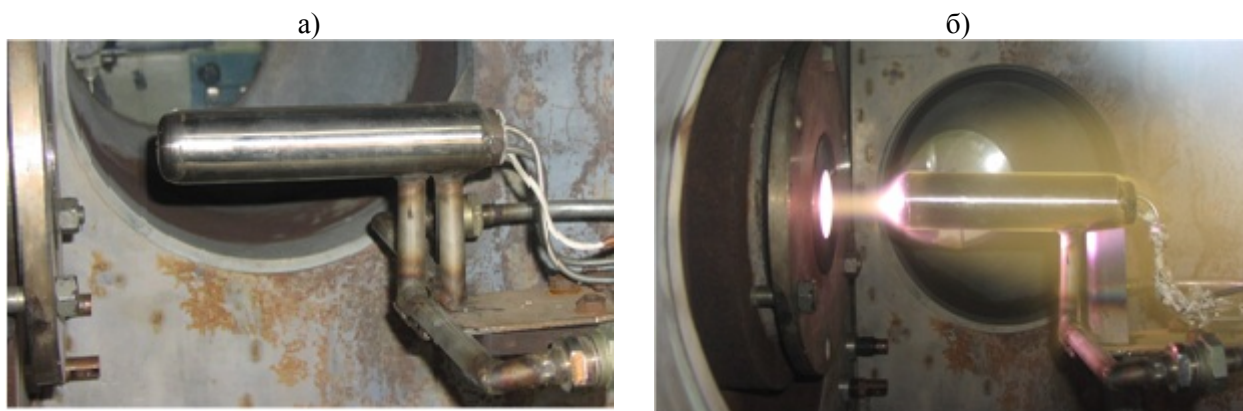


Рис.23. Датчик для измерения высоких тепловых потоков до (а) и во время (б) эксперимента

Небольшая дополнительная погрешность в определении удельного теплового потока в окрестности точки торможения потока может возникать из-за неравномерности его распределения по поверхности калориметра. На рис. 24 показано типичное расчетное распределение теплового потока по поверхности датчика при его обтекании дозвуковой струей при давлении газа  $p = 50$  мбар и энтальпии торможения  $H_0 = 34$  МДж/кг.

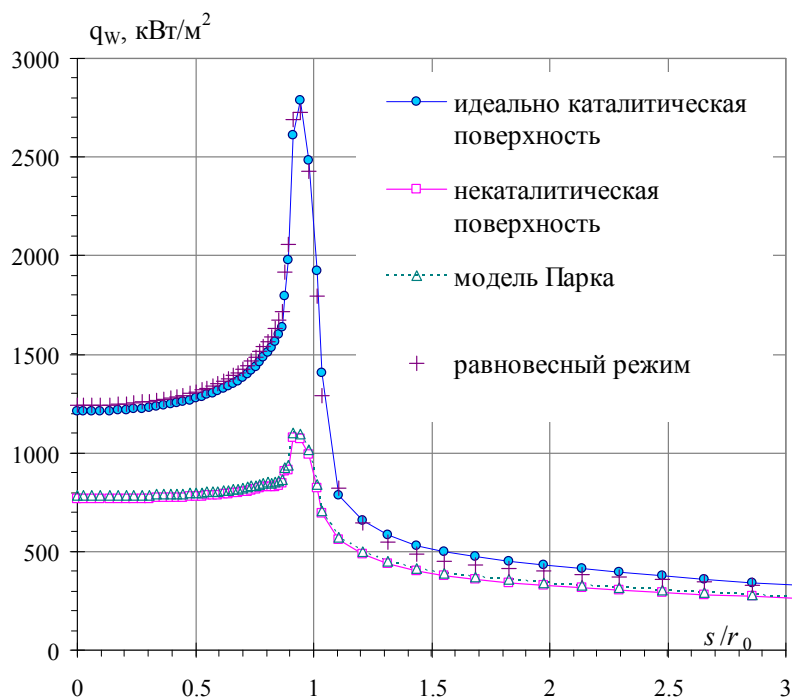


Рис.24. Распределение теплового потока по поверхности зонда

Каталитичность поверхности зонда в отношении реакций гетерогенной рекомбинации атомов азота и кислорода при неравновесном характере течения в пограничном слое может оказывать существенное влияние на теплообмен. В расчетах предполагалось, что вероятности гетерогенной рекомбинации атомов азота и кислорода равны между собой  $\gamma_O = \gamma_N = \gamma$ .

Расчеты проводились для значений  $\gamma = 0$  и  $1$ , что соответствует некаталитической и идеально каталитической поверхности.

При неравновесном течении в пограничном слое около зонда значительное влияние на его структуру и теплообмен к поверхности с конечной каталитической активностью будет оказывать выбор констант скоростей химических реакций, протекающих в газовой фазе (в первую очередь реакций рекомбинации). Численные расчеты, проведенные с использованием набора реакций и констант их скоростей, предложенных Парком [22] (на рисунках обозначены треугольниками), показали, что используемый набор реакций и констант скоростей в рассматриваемых условиях практически не влияет на величины теплового потока.

Из данных, приведенных на рис. 24, следует, что тепловой поток существенно (до двух раз) возрастает на периферии модели, особенно на высококаталитической поверхности, что связано с возрастанием градиента скорости на скруглении малого радиуса. Однако вблизи оси ( $s/r_0 \leq 0.5$ ) его величина меняется мало.

## 7 Методика измерений температуры поверхности образцов ТЗМ в потоке плазмы

Методы измерения температуры поверхности материалов при воздействии плазмы весьма разнообразны. Однако при высоких уровнях теплового потока и высоких значениях  $T_w$  наибольшее распространение имеют термометрические и пирометрические методы [15]. При испытаниях уносящихся материалов применение термометрических измерений становится затруднительным из-за усложнения интерпретации результатов, связанного с изменением толщины и формы образцов. Как следует из выше изложенного, увеличение температуры поверхности материала реализуется путем уменьшения выходного сечения сопла и размеров модели. При около или сверхзвуковом течении газа в струе необходимо также приближать модель с образцом ТЗМ или сам образец к срезу сопла. При этом измерения температуры образца в окрестности линии симметрии (критической точки) по обычной схеме – через боковое окно рабочей камеры установки, может давать большую погрешность из-за малого угла наблюдения.

В данной работе проводились исследования равномерности нагрева образцов различного размера и формы при работе установки с различными соплами. Измерения проводились матричной термовизионной системой А-40 (рабочий диапазон длин волн  $\Delta\lambda = 7 - 13$  мкм) через разрядную камеру ВЧ-плазмотрона [15]. Такая схема эксперимента была выбрана по той причине, что в этом случае угол визирования  $\delta \approx 90^\circ$  и вопрос об индикатрисе излучения материала и погрешностях измерений температур  $T_w$  при малом угле визирования снимается. Получаемая информация позволяет получать на каждом шаге обработки графические представления данных в виде изолиний температуры, тепловых потоков, распределения указанных функций вдоль выбранных на поверхности модели линий. Типичная термовизионная картина, наблюдаемая в процессе эксперимента, показана на рис. 25. Данные приведены для сопла с выходным сечением  $D = 60$  мм. Образец ТЗМ диаметром 25 мм был помещен в модель, показанную на рис.5. Расстояние от модели до среза сопла составляло  $L = 50$  мм.

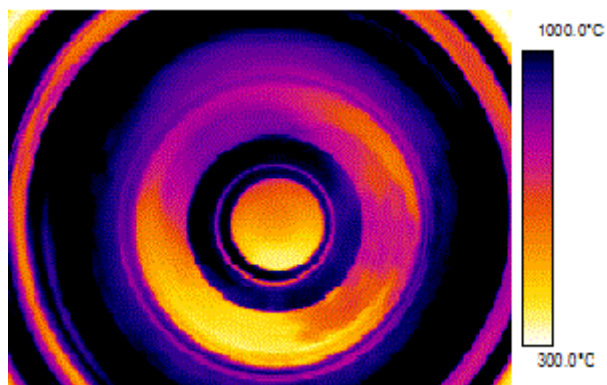


Рис.25. Термовизионная картина модели с образцом ТЗМ

Температурное поле на поверхности теплозащитной плитки (размер 150×150 мм), полученное при испытаниях в сопле с диаметром  $D = 180$  мм, показано на рис. 26.

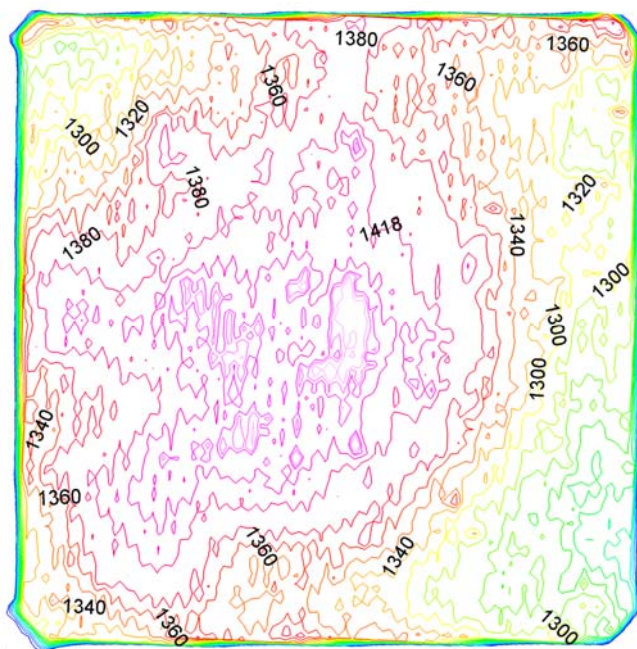


Рис.26. Температурное поле на поверхности теплозащитной плитки

Температурное поле на диске из стеклопластика АГ-4 в этом же сопле показано на рис. 27а. Распределение температуры по модели показано на рис. 27б. На периферии диска тепловые потоки (и температура) существенно выше, чем в центре. Это хорошо согласуется с результатами расчетов обтекания и теплообмена зонда плазменным потоком, показанными на рис. 24.

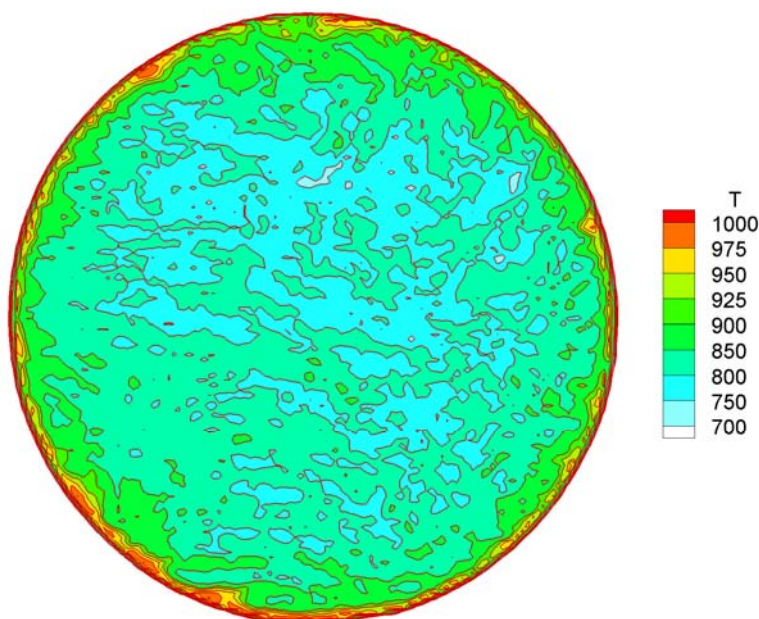


Рис.27а. Термовизионная картина модели из материала АГ-4  
Мощность  $N=150$  кВт, давление в рабочей части  $P = 9.5$  мбар

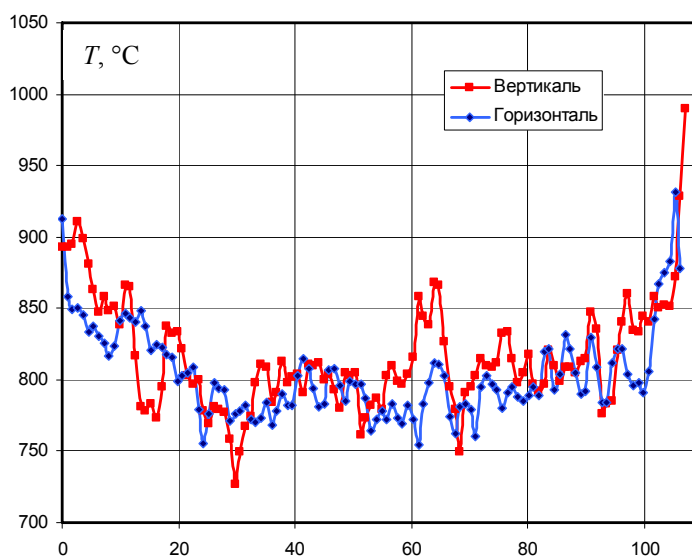


Рис.27б. Распределение температуры по диаметру модели  
в вертикальном и горизонтальном направлениях

Немонотонность профилей температуры по поверхности модели связана с неоднородностью поверхности материала (наличие неровностей и изменение  $\epsilon_d$  на различных ее элементах).

При испытаниях образцов ТЗМ больших размеров ( $250 \times 400$  мм) или элементов конструкций с использованием плоского сопла, термовизионные измерения проводятся по традиционной схеме через боковое окно рабочей части установки. Плоское сопло, имеющее переходный участок длиной 240 мм и спрямляющий участок длиной 80 мм. На переходном участке проходное сечение сопла трансформируется по форме от круглого диаметром 160 мм до прямоугольного с закругленными боковыми стенками сечением  $280 \times 50$  мм. Площадь проходного сечения на переходном участке уменьшается от  $\sim 200$  см<sup>2</sup> до  $\sim 140$  см<sup>2</sup>. На

спрямляющем участке площадь проходного сечения постоянна. При протекании по соплу поток плазмы трансформируется от цилиндрического осесимметричного до плоского, сильно вытянутого в поперечном направлении.

### Выводы

1. Анализ теплообмена спускаемых аппаратов нового поколения, предполагаемых к использованию для экспедиций к Луне и Марсу, имеющих сегментально-коническую форму, показывает, что реализуемые уровни тепловых потоков при входе в атмосферу Земли составляют  $3 - 5 \text{ МВт/м}^2$ , что не позволяет использовать не уносящуюся тепловую защиту.
2. В струях ВЧ-плазмотрона уровни тепловых потоков необходимые для проведения испытаний тепловой защиты СА входящих в атмосферу Земли после лунных и марсианских экспедиций могут быть получены при использовании сопел с малыми выходными сечениями ( $D = 60$  и  $30$  мм при мощности плазмотрона  $1 \text{ МВт}$ ). Желательно также воспроизводить достаточно высокие уровни лучистых тепловых потоков ( $500 - 1500 \text{ кВт/м}^2$ ), что требует разработки специального оборудования.
3. Увеличение энтальпии торможения воздуха до значений  $50 - 60 \text{ МДж/кг}$ , соответствующих скоростям входа  $V = 10 - 11 \text{ км/с}$ , может быть достигнуто на установках с большой избыточной мощностью путем увеличения энерговыклада, и при использовании специальных мер для охлаждения стенок разрядной камеры.
4. Численные расчеты течения в разрядной камере ВЧ-плазмотрона при различных значениях мощности вкладываемой в плазму показали, что значения энтальпии торможения  $H_0 = 50 - 60 \text{ МДж/кг}$  в выходном сечении разрядной камеры достигаются при  $N_{\text{плазма}} > 150 \text{ кВт}$  и расходах плазмообразующего газа  $8 - 10 \text{ г/с}$ .
5. При больших энерговыкладах в плазму степень ионизации газа за счет образования атомарных ионов  $O^+$  и  $N^+$  может достигать  $10 - 15\%$ , что приводит к немонотонности профиля массовых концентраций атомов  $O$  и  $N$  в выходном сечении разрядной камеры.
6. Надежные измерения высоких уровней теплового потока  $q \sim 5 - 10 \text{ МВт/м}^2$  могут производиться водоохлаждаемым датчиком из высококаталитического материала (меди).
7. Существенного снижения погрешности измерений температуры поверхности образцов ТЗМ и повышения информативности (получения полей температуры на поверхности образца, обращенной к потоку) при испытаниях в ВЧ-плазмотроне можно получить используя термовизионную систему и проводя измерения через окно, расположенное в торце разрядной камеры.

### Литература

1. Залогин Г.Н., Землянский Б.А., Кнотко В.Б. и др. Высокочастотный плазмотрон - установка для исследований аэрофизических проблем с использованием высокоэнтальпийных газовых потоков // Космонавтика и ракетостроение, 1994, № 2, с.22-32.
2. Anfimov N.A., Knotko V.B. Testing and verification of Re-entry vehicle Thermal protection // First ESA/ESTEC Workshop on Thermal Protection Systems. ESTEC, Noordwijk. 5-7 may, 1993.
3. Knotko V.B., Ruminsky A.N., Vlasov V.I., Zalogin G.N., Zemliansky B.A. Extended Possibilities for Simulating Re-entry Conditions of Space Vehicle in YF-Plasmatron // 4-th European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles. CIRA, Capua, Italy, 2001.
4. Баронец П.И., Гордеев А.Н., Колесников А.Ф. и др. Отработка теплозащитных материалов орбитального корабля "БУРАН" на индукционных плазмотронах // Гагаринские научные чтения по космонавтике и авиации, 1990,1991гг. – М.: Наука. 1991. С.41-52.



5. Bottin B., Carbonaro M., Paris S., VanDerHaegen V., Novelli A., Venneman D. VKI 1.2 MW Plasmatron facility for the thermal testing of TPS materials. 1998. VKI RP 1998-10. 3-rd European Workshop on Thermal Protection Systems, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands, March 25-27, 1998.
6. Herdrich G., Auweter-Kurtz M., Kurtz H., Laux T., Winter M. Operational Behaviour of Inductively Heated Plasma Source IPG3 for Entry Simulations. Journal of Thermophysics and Heat Transfer. Vol. 16. № 3. July-September 2002.
7. Воинов Л.П., Залогин Г.Н., Лунев В.В., Тимошенко В.П. Сравнительный анализ лабораторных и натуральных данных о каталитичности материалов теплозащиты ЛА “Бор” и “Буран” // Космонавтика и ракетостроение. 1994. № 2. С. 51-57.
8. Гордеев А.Н., Залогин Г.Н., Колесников А.Ф. Экспериментальное исследование уноса массы углеродных материалов в потоке чистого диссоциированного азота // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2003. Т.9. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2010-01-12-007.pdf>.
9. Залогин Г.Н., Лунев В.В. О каталитических свойствах материалов в неравновесном потоке воздуха // Изв. РАН. МЖГ. 1997. №5. С. 161–170.
10. Власов В.И., Залогин Г.Н., Лунев В.В. О влиянии десорбции компонентов на каталитичность материалов в высокотемпературных многокомпонентных газах. Изв. РАН, МЖГ, 2009, № 3, с. 143-154.
11. Колесников А.Ф. Условия моделирования в дозвуковых течениях теплопередачи от высокоэнтальпийного потока к критической точке затупленного тела // Изв. РАН, МЖГ. 1993, № 1, с. 172-180.
12. Власов В.И., Залогин Г.Н., Землянский Б.А., Кнотко В.Б. О моделировании натуральных условий при отработке в высокочастотном плазмотроне материалов для теплозащиты гиперзвуковых летательных аппаратов. – Космонавтика и ракетостроение, 2001, № 23, с.8.
13. Chen, Y.-K., Milos, S. Multidimensional Effects on Heatshield Thermal Response for the Orion Crew Module // AIAA Paper 2007-4397, 15p.
14. Новости космонавтики, том 18, № 9 (308), с. 8-12, 2008.
15. Власов В.И., Залогин Г.Н., Землянский Б.А., Кусов А.Л., Рудин Н.Ф., Тимошенко В.П. Об измерении температуры поверхности материалов, нагреваемых потоком плазмы // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2008. Т.6. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2008-08-11-001.pdf>.
16. Низкотемпературная плазма, том 6. ВЧ- и СВЧ-плазмтроны. Под ред. С.В. Дресвина и В.Д. Русанова, Новосибирск, "Наука, Сибирское отделение", 1992, 317 с.
17. Vlasov V.I., Knotko V.B., Zalugin G.N. Zemliansky B.A. Experimental study of silicon carbide oxidation and catalytic activity in dissociated flows of nitrogen and air // European conference for aerospace sciences (EUCASS). Moscow. 2005.
18. Власов В.И. Теоретические исследования течения высокотемпературного газа в разрядной и рабочих камерах ВЧ-плазмоторона // Космонавтика и ракетостроение, ЦНИИМАШ, № 23, 2001, с.18-26.
19. Гордеев А.Н., Колесников А.Ф. Новые режимы течения и теплообмена плазмы в высокочастотном индукционном плазмотроне ВГУ-4 // Физико-химическая кинетика в газовой динамике, 2008, т.9. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2008-09-01-020.pdf>.
20. Магунов А.Н. Лазерная термометрия твердых тел. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001. – 224 с.
21. Магунов А.Н. Теплообмен неравновесной плазмы с поверхностью. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001. – 312 с.
22. Park, C. A. Review of Reaction in High Temperature Air // AIAA Paper N 89-1740, p.18.
23. Анфимов Н.А., Румынский А.Н. Лучисто-конвективный теплообмен и теплозащита космических аппаратов, спускаемых на поверхность Земли и других планет. Проблемы механики и теплообмена в космической технике. Сборник статей под ред. О.М. Белоцерковского.–М.: Машиностроение, 1982. – 272 с.
24. Власов В.И., Горшков А.Б., Ковалев Р.В., Чураков Д.А. Расчет теплообмена пилотируемых космических аппаратов при гиперзвуковом полете в земной атмосфере // Материалы XXI Научно-технической конференции по аэродинамике. ЦАГИ. 25-26 февраля 2010 г. Тез. докл. с. 48.

Статья поступила в редакцию 19 апреля 2011 г.