

УДК 533.6.071

## **К ВОПРОСУ МОДЕЛИРОВАНИЯ ГИПЕРСКОРОСТНОГО РЕЖИМА ОБТЕКАНИЯ ТЕЛ В АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ТРУБАХ**

**АЛФЕРОВ В. И., ВИТКОВСКАЯ О. Н.**

В работе рассмотрены основные особенности гиперскоростного режима обтекания летательных аппаратов, обусловленные влиянием реальных свойств потока воздуха, и некоторые критерии моделирования этого режима в аэродинамических установках различного типа.

Путем сравнительного анализа выявлены определенные преимущества (с точки зрения воспроизведения реальных условий полета) установок с натурными значениями скорости потока, например аэродинамических труб с магнитогазодинамическим ускорением газа.

Развитие ракетно-космической техники поставило перед экспериментальной аэродинамикой проблему более точного воспроизведения параметров гиперскоростного обтекания объектов в лабораторных условиях.

В настоящей работе рассмотрены основные требования и некоторые критерии моделирования гиперскоростного режима в аэродинамических установках различного типа.

Режимы гиперзвукового полета можно, согласно [1], подразделить на следующие три области в зависимости от параметров, представляющих первостепенный интерес для моделирования: режим малого гиперзвука,  $5 \leq M \leq 12$ , где воспроизведение чисел Маха  $M$  и Рейнольдса  $Re$  играет определяющую роль; гиперскоростной режим  $4 < u < 8$  км/с,  $45 < H < 80$  км ( $u$  — скорость,  $H$  — высота), где скорость полета и плотность потока являются более важными параметрами, чем числа  $M$  и  $Re$ , и учет эффектов реальности газа является необходимым; режим малой плотности, соответствующий полету на высотах, больших 90–100 км, где длина свободного пробега молекул становится сравнимой с характерным размером летательного аппарата и режим обтекания приближается к свободномолекулярному. В последнем случае отношение средней длины свободного пробега и толщины ламинарного пограничного слоя пропорционально  $M/\sqrt{Re}$ . Этот параметр становится существенным для моделирования полета на больших высотах, когда  $M/\sqrt{Re} > 0,01$ .

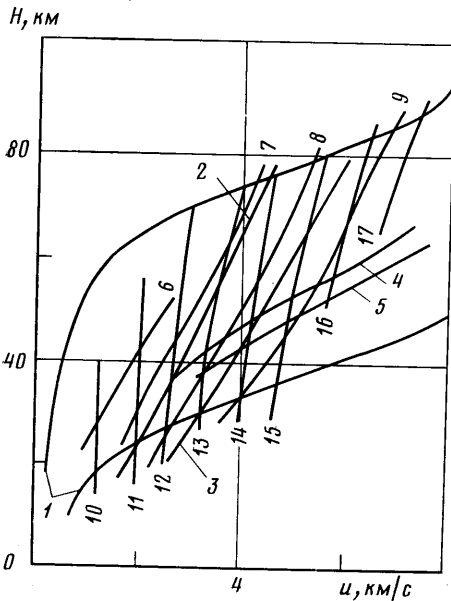
На большей части траектории входа КА в атмосферу имеют место высокотемпературные эффекты (гиперскоростной режим) и эффекты малой плотности. С точки зрения моделирования этот режим полета является наиболее трудным для воспроизведения и наименее изученным.

На фиг. 1 показаны значения параметров торможения  $P_0$  и  $T_0$ , необходимые для получения потоков с натурными значениями плотности и скорости газа в предположении термодинамического равновесия при истечении газа из сопла для коридора входа в атмосферу КА, а также области параметров, которые могут быть воспроизведены в различных типах аэродинамических установок. Здесь 1 — границы коридора входа летательных аппаратов в атмосферу, 2 — граница режимов установок с электродуговыми подогревателями, 3 — граница режимов импульсных аэродинамических

труб и ударных труб с отраженной ударной волной; 4 — граница режимов стационарных аэродинамических установок с магнитогазодинамическими ускорителями, 5 — граница режимов ударных труб без отражения ударной волны, 6—9 — давление торможения  $P_0=10^6, 10^7, 10^8, 10^9$  Па соответственно, 10—17 — температура торможения  $T_0=10^3, 2 \cdot 10^3, 3 \cdot 10^3, 4 \cdot 10^3, 6 \cdot 10^3, 8 \cdot 10^3, 10 \cdot 10^3, 12 \cdot 10^3$  К соответственно.

Видно, что потребные величины значительно превышают  $P_0=10^8$  Па,  $T_0=10^4$  К. Очевидно, что получение и удержание газа столь высоких параметров в форкамере аэродинамической трубы классической схемы связано со значительными, а может быть, и непреодолимыми техническими трудностями. Более того, если бы даже и удалось с ними справиться, то и в этом случае моделирование было бы неполным вследствие значительного отклонения состава газа на выходе из сопла от равновесного. Напомним, что хорошим коррелирующим параметром для определения равновесности потока является величина  $s/R$ , где  $s$  — энтропия газа в форкамере,  $R$  — газовая постоянная. Течение в сопле можно считать равновесным, если  $s/R \leq 32$  [2].

Гиперскоростной режим обтекания объектов характеризуется рядом особенностей, обусловленных влиянием реальных свойств газа. Основными среди них являются: существенное уменьшение



Фиг. 1

расстояния отхода ударной волны, явление поглощения энтропийного слоя пограничным, изменение химического состава газа и т. д. Известно, что в реальных условиях эффект поглощения энтропийного слоя оказывает существенное влияние на условия на внешней границе пограничного слоя и на величины тепловых потоков, приводя к их значительному увеличению (~50%) и соответственно к уменьшению толщины пограничного слоя. Для совершенного воздуха толщина пограничного слоя на 60% больше, чем в случае реального газа, в последнем случае также резко возрастает число  $M$  на внешней границе пограничного слоя.

Для правильного моделирования реальных свойств течения необходимо, чтобы имело место интенсивное уменьшение температуры за скачком уплотнения и соответствующее возрастание плотности по сравнению с совершенным газом, т. е. имели бы место механизмы, сильно поглощающие кинетическую энергию потока, каковыми являются диссоциация и ионизация.

Основными условиями наличия такого механизма являются  $u^2 > 2Qd$ ,  $u^2 \gg 2h$ ,  $\tau_x < \tau_a$ .

Первое условие означает, что кинетическая энергия невозмущенного потока  $u^2/2$  достаточно велика, чтобы имели место реакции диссоциации и ионизации за ударной волной ( $Qd$  — энергия диссоциации). Второе условие, являясь главным условием гиперскоростного течения, требует, чтобы высокое энергосодержание потока определялось в основном кинетической энергией, а не статической энтальпией  $h$ . Последнее соответствует требованию, чтобы время термохимических процессов в ударном слое  $\tau_x$  было меньше, чем характерное аэродинамическое время  $\tau_a$ , опре-

деленное как время движения частицы газа от ударной волны до внешней границы пограничного слоя.

Эти условия позволяют оценить возможности различного типа аэродинамических установок для моделирования гиперзвукового режима.

В настоящее время для его исследования используются: 1) аэродинамические трубы с омическим подогревом ( $P_0 \sim 10^8$  Па,  $T_0 \sim 10^3$  К,  $P_0$  до  $2 \cdot 10^8$  Па,  $T_0$  до  $2,5 \cdot 10^3$  К при использовании в качестве рабочего газа азота); 2) аэродинамические трубы с электродуговым подогревом ( $P_0 \sim 10^7 - 2 \cdot 10^7$  Па,  $T_0$  до  $5 \cdot 10^3$  К); 3) аэродинамические установки, обеспечивающие натурные значения энтальпии торможения  $h_0$ ; 4) аэродинамические установки с натурными скоростями потока.

В установке первого типа при работе с совершенным газом в режиме его переохлаждения возможно воспроизведение натуральных чисел  $M$  и  $Re$  ( $M \leq 20$ ,  $Re \sim 10^5 - 10^7$ ) [3]. Установки второго типа в основном аналогичны первому, только отличаются уровнем температуры торможения и давления [3]. Соответственно воспроизводимые значения чисел  $M$  и  $Re$  меньше ( $M \leq 18$ ,  $Re \sim 10^4 - 10^5$ ). К установкам третьего типа следует отнести ударные трубы с отраженной ударной волной [4], аэродинамические трубы, оборудованные высокотемпературными подогревателями (магнито-плазодинамическая (МПД) дуга [5] или разряд, стабилизированный в продольном направлении потоком газа [6]) и используемые в основном для исследования теплопередачи. Высокоскоростные баллистические трассы ( $M \sim 15 - 20$ ,  $Re \sim 10^4 - 10^5$ ) [7], ударные аэродинамические трубы без отражения ударной волны [5] и различного рода магнитогазодинамические (МГД) ускорители ( $M \leq 25$ ,  $R \sim 10^3$ ) [8, 9] составляют четвертый тип установок.

Для установок с омическим нагревом и с натурными значениями  $M$  и  $Re$ , достигаемыми в основном в режиме резкого переохлаждения газа ( $T \sim 25 - 30$  К), не выполняется условие  $u^2 > 2Qd$ . Непосредственное использование данных, полученных в гиперзвуковых трубах с потоком совершенного газа, для анализа обтекания объектов при гиперзвуковом режиме не оправдано, поскольку не моделируется ни форма ударной волны [10], ни поглощение энтропийного слоя пограничным.

На установках с дуговым подогревом газа в форкамере  $T_0 \sim 4000 - 5000$  К, в высокотемпературных ударных трубах с отраженной ударной волной, в высокоэнтальпийных установках с протянутой по потоку дугой, с подогревом газа в критическом сечении и сверхзвуковом потоке не выполняется условие  $u^2 \gg 2h$ . В этом случае значительная часть энергии «замораживается» в сопле в виде энергии внутренних степеней свободы и химических реакций, причем доля указанной энергии может достигать 50% и более от полной энтальпии газа [11] «Замораживается» также показатель адиабаты  $\kappa$ , который превышает соответствующее значение для двухатомного газа. Обтекание тела соответствует обтеканию его идеальным газом с эффективным показателем адиабаты  $\kappa \sim 1,5 - 1,55$ , т. е. как бы смесью одно- и двухатомного газа.

Использование установок четвертого типа позволяет удовлетворить обоим условиям, так как в этом случае возможно получение потока газа с натурными значениями скорости при практически натуральных значениях энтальпии. Поскольку достигнутые характерные размеры моделей объектов в скоростных баллистических трассах малы и информативность аэродинамического эксперимента в них ограничена, то в дальнейшем этот вид эксперимента рассматриваться не будет.

При использовании ударных труб без отражения ударной волны (расширительные трубы) теоретически возможно получить всю область необходимых параметров для моделирования траекторий входа в атмосферу (фиг. 1). Приемлемые времена испытаний  $\sim 1$  мс получаются при длинах канала  $L/D = 200 - 220$  ( $D$  — характерный диаметр канала) и весьма высоких параметрах толкающего газа. Практически же вследствие утечки

рабочего газа из области пробки через пограничный слой, приводящей к большим потерям энергии и массы, полезное время работы падает до неприемлемо малой величины [12]. Результаты экспериментальных исследований разработанных в последнее время модификаций ударных труб без отражения ударной волны с непрерывным электрическим разрядом в камере высокого давления являются предварительными и недостаточны для оценки практических возможностей этого класса установок.

Подробный обзор результатов по определению параметров потока в перспективных ударных трубах содержится в [13], а возможности, появляющиеся при создании комбинированных импульсных аэродинамических установок с МГД-ускорителями, рассмотрены в [2, 14].

В МГД-установках для обеспечения необходимой проводимости газа без увеличения статической температуры до уровня, при котором начнут сказываться эффекты диссоциации, в рабочий газ вводят присадку щелочных элементов (0,5–1,0% по весу), в определенной степени загрязняющую поток. В работе [9] показано, что наличие присадки оказывает слабое влияние на удельную теплоемкость и коэффициент теплопередачи и практически не сказывается на энтропии, скорости звука, степени диссоциации и т. д.

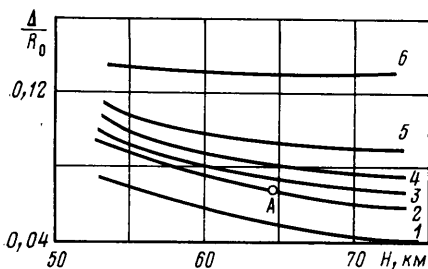
Основной эффект введения присадки при экспериментах с моделями в рабочей части состоит в увеличении концентрации электронов и интенсивности излучения за ударной волной. При больших скоростях потока и умеренных плотностях  $u > 7$  км/с,  $\rho < 10^{-4}$  кг/м<sup>3</sup> концентрация электронов около модели определяется химическими реакциями, происходящими в газе, при сравнительно небольших скоростях  $4$  км/с  $< u < 5$  км/с — наличием присадки. В предположении максимально возможных интенсивностей спектральных линий присадки интенсивность излучения последней при малых скоростях может быть равной или несколько превышать интенсивность излучения воздуха. Однако в этих областях течения вклад радиационного теплового потока в общий тепловой поток мал. В целом наличие присадок не искажает заметным образом картину течения вокруг изучаемой модели.

Рассмотрим теперь условия моделирования обтекания объекта с точки зрения воспроизведения химического состава газа (условие  $\tau_x < \tau_a$ ).

Для установления термодинамического равновесия на внешней границе пограничного слоя необходимо, чтобы характерное аэродинамическое время, определяемое как время прохождения частицей газа расстояния от фронта ударной волны до данной точки потока, было больше, чем время ионизации и диссоциации. Характерное время для типичной модели с радиусом затупления порядка 10 см составляет величину порядка  $2 \cdot 10^{-4}$  с.

Для различного типа установок имеет место различное термодинамическое состояние газа, набегающего на модель: для высокоэнтальпийных установок характерно существенное отличие от термодинамического равновесия, для установок с МГД-ускорением газа и расширительных ударных труб — менее существенное.

В работе [15] проведен анализ влияния степени отклонения от термодинамического равновесия на время установления его за фронтом ударной волны. Показано, что наличие возбужденных колебательных степеней свободы и «замороженных» компонент диссоциации в набегающем



Фиг. 2

потоке не приводит к заметному уменьшению времени релаксации для термодинамически эквивалентных ударных волн, т. е. волн с равной полной энтальпией торможения.

Параметром, позволяющим оценить влияние реальных свойств газа на обтекание, является величина

$$\varepsilon = \left( \int_0^1 \frac{\rho_s}{\rho} d\xi \right)^{-1}$$

где  $\rho$  и  $\rho_s$  — плотность газа перед и за скачком [16]. В зависимости от скорости потока воздуха при одном и том же числе  $M$  ( $M \sim 20$ ) значение  $\varepsilon$  может изменяться от 0,17 до 0,05. Параметр  $\varepsilon$  определяет расстояние отхода ударной волны от тела, форму ударной волны, степень завихренности течения около тела, распределение давления и, следовательно, моментные характеристики объекта [10, 16, 17].

В настоящее время практически отсутствуют систематические количественные данные по исследованию влияния реальных свойств газа на обтекание объекта, движущегося с большой скоростью. Однако для оценочных рассмотрений можно воспользоваться расчетами относительной величины отхода ударной волны  $\Delta/R_0$  для сферы ( $\Delta$  — расстояние отхода в критической точке,  $R_0$  — радиус сферы) в рамках закона бинарного подобия [17, 18]. На фиг. 2 представлены результаты расчетов для сфер с радиусами 1,0 и 0,2 м (кривые 2, 3) для траектории КА и трубного эксперимента для сфер, взятых в масштабе 1:30 (кривые 4, 5). На фиг. 2 приведены также величины отхода ударной волны для случая равновесного и замороженного (кривые 1 и 6) обтекания. Вычисления проводились для траектории полета КА, приведенной ниже [3]:

$H$ , км	77	73	70	65	57	55
$u$ , км/с	7,8	7,3	6,64	6,15	4,8	4,6

Параметры потока в трубе натуральных скоростей рассчитывались по методике [9]. Максимальное значение плотности в рабочей части ограничивалось допустимым значением теплового потока к стенкам МГД-канала, принятым  $q_{\max} = 25 \cdot 10^6$  Вт/м<sup>2</sup>, и составляло  $\rho = 3\rho_H$ , здесь  $\rho_H$  — плотность, соответствующая заданной высоте полета. Видно, что в рассматриваемом случае отличие значений  $\Delta/R_0$  для труб с омическим подогревом и соответственных значений натурности в зависимости от высоты и скорости полета составляет 1,5–2,0 раза, в то время как для трубы с натурными значениями скорости это отношение  $\delta\Delta/R_0 = 15–27\%$ .

Следует отметить удовлетворительное соответствие величин  $\Delta/R_0$ , полученных различными авторами.

В случае установок с натурными скоростями эффект поглощения энтропийного слоя также имеет место, форма ударной волны совпадает в основном с натурной, а следовательно, совпадает и распределение давления.

При обтекании затупленных тел типа цилиндра со сферическим затуплением возможно оценить влияние реальных свойств газа на его моментные характеристики. В работе [10] рассмотрена статическая устойчивость такого тела и показано, что она существенно зависит от отношения удельных теплоемкостей  $\kappa = c_p/c_v$ .

Степень соответствия обтекания модели в трубе и реального объекта в настоящее время может быть установлена главным образом расчетным путем, т. е. путем решения системы уравнений газовой динамики совместно с уравнениями кинетики. Однако можно сделать определенные оценки, исходя из особенностей гиперскоростного режима. Воздух за головной ударной волной КА в рассматриваемых условиях приходит к состоянию, близкому к термодинамическому равновесию, а для модели КА в установках с натурными скоростями — к менее близкому (фиг. 2). При изоэнтропическом расширении газа из области торможения его химический состав замораживается за звуковой линией как для случая реального КА, так и тем более для его моделей.

Эффективный показатель адиабаты для такого замороженного течения, рассчитанный по формуле

$$\kappa_i = (7-2x)(5-2x)^{-1}, \quad x = \sum_i \xi_{A_i}$$

где  $x$  — сумма мольных долей всех одноатомных компонентов, составляет для реального КА  $\kappa=1,6$ , для установок с реальным значением скорости потока  $\kappa=1,55-1,6$ , с электродуговым подогревом  $\kappa=1,47$ , с омическим подогревом  $\kappa=1,4$ .

Из приведенного рассмотрения можно сделать следующие выводы. Задача моделирования гиперскоростного режима в аэродинамических установках является весьма актуальной в настоящее время и далека от разрешения. Из всех рассмотренных типов установок наиболее подходящими с точки зрения воспроизведения реальных условий полета являются установки с натурными значениями скорости, например аэродинамические трубы с магнитогазодинамическим ускорением газа.

В заключение авторы выражают благодарность О. В. Лыжину за инициирование работы, постоянную поддержку и обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Jaarsma F., Wolf W. B. de.* Facilities for aerodynamic testing at hipersonic speeds.— AGARD-R-600, Dec. 1973, Chapt. 6, p. 1.
2. *Leonard R. L., Rose P. H.* Feasibility of a high-performance aerodynamic impulse facility.— AJAA Journal, 1968, v. 6, № 3, p. 448.
3. *Горлин С. М., Слезингер И. И.* Аэромеханические измерения. Методы и приборы. М.: Наука, 1964. 720 с.
4. Развитие ударных труб для аэродинамических исследований.— ЦАГИ, Обзор отд. науч.-техн. информ., 1971, № 365. 84 с.
5. *Pugh E. R., Patrick R. M., Schneiderman A. M.* Use of magnetic annular arc accelerator for high enthalpy, high stagnation pressure Flows.— Eighth Symp. on Eng. Asp. of Magnetohydrodynamics. Cal., 28–30, III, 67.
6. *Блохин В. И., Коротков В. А.* Исследования параметров плазматрона со стабилизацией дуги сверхзвуковым потоком воздуха.— Теплофизика высоких температур, 1971, т. 9, № 1, с. 174.
7. NASA. Facts, 1969, v. IV, № 8, p. 1.
8. *Ring L.* Status of MHD accelerators for test facilities.— AIAA Pap., 1965, № 631, 44 p.
9. *Аалферов В. И., Витковская О. Н., Рукавец В. П., Щербатов Г. И.* Исследование аэродинамической установки с магнитогазодинамическим ускорением потока газа.— Теплофизика высоких температур, 1979, т. 17, № 1, с. 163.
10. *Seiff A.* Atmosphere Entry problems of manned interplanetary Flight.— AIAA Eng. problems of manned interplanetary exploration. Techn. papers meeting. Sept. 30 — Oct.— 1, 1963; p. 19.
11. *Комаров В. Н., Полянский О. Ю.* О корреляции неравновесных течений воздуха в соплах.— Уч. зап. ЦАГИ, 1977, т. 8, № 5, с. 118.
12. *Warren W. R., Marston C. H.* A high-density, high-velocity equilibrium freestream shock-tunnel concept.— AJAA Journal, 1969, v. 7, № 5, p. 964.
13. *Warren W. R., Harris C. J.* A critique of high-performance shock tube driving techniques.— Los Angeles, 1969. 48 p. (Air Force Systems Command. SAMSO-TR-69-339).
14. Некоторые направления развития и применения ударных труб.— ЦАГИ, Обзор. Отд. науч.-техн. информ., 1977, № 517, 104 с.
15. *Nerem R. M., Carlson L. A., Hartsel J. E.* Chemical relaxation phenomena behind normal shock waves in a dissociated freestream.— AJAA Journal, 1967, v. 5, № 5, p. 910.
16. *Хейз У. Д., Пробстин Р. Ф.* Теория гиперзвуковых течений. М.: Изд-во иностр. лит., 1962. 607 с.
17. *Стулов В. П.* О законе подобия при сверхзвуковом обтекании затупленных тел.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1969, № 4, с. 142.
18. *Агафонов В. П., Вертушкин В. К., Гладков А. А., Полянский О. Ю.* Неравновесные физико-химические процессы в аэродинамике. М.: Машиностроение, 1972. 344 с.

Москва

Поступила в редакцию  
3.VI.1980