

$$N_0 = \frac{[\gamma c_0(t_1 - n_0 \xi) - 1] \ln c_2^* - [\gamma c_0(t_2 - n_0 \xi) - 1] \ln c_1^*}{\gamma \xi \ln c_2/c_1}$$

Если слежение за концентрацией осуществляется по двум наблюдательным скважинам, находящимся на расстояниях ξ_1 и ξ_2 от нагнетающей, то из (10) легко могут быть получены соответствующие зависимости для определения γ и N_0 по значениям концентрации c_1 и c_2 в некоторый момент времени t .

Следует отметить здесь, что величина $t_0 = 1/\gamma c_0$ в ряде случаев может быть весьма большой, т. е. в полевом опыте не представится возможность проследить всю выходную кривую $-\ln c^* = f(t)$, а только получить ее первую часть, соответствующую первой стадии миграции. В этом случае по результатам опыта можно определить только произведение γN_0 . Для определения каждого из параметров необходимы дополнительные лабораторные исследования (если представится возможным смоделировать в лабораторных условиях структуру и свойства пород пласта-коллектора) или длительные полевые испытания, близкие к эксплуатационным.

Зная параметры γ , n_0 и N_0 , можно, используя полученные решения, составить прогноз об изменении концентрации загрязняющих веществ в фильтрующихся промстоках, а также определить границы зон предельного насыщения пород пласта-коллектора и проникновения нагнетаемых промстоков в пласт.

ЛИТЕРАТУРА

1. Веригин Н. Н. О растворении и вымыве солей при фильтрации воды в грунтах. — Науч. доклады высш. школы. Строительство, 1958, № 2, с. 211–219.
2. Веригин Н. Н. Основы теории растворения и вымыва солей при фильтрации воды в горных породах. — В кн.: Инж.-геол. свойства горных пород и методы их изучения. М.: Изд-во АН СССР, 1962, с. 59–70.

Москва

Поступила в редакцию
5.IV.1982

УДК 533.6.011

АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ И ТЕПЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ЗВЕЗДЧАТЫХ ТЕЛ В РАЗРЕЖЕННОМ ГАЗЕ

БУНИМОВИЧ А. И., КУЗЬМЕНКО В. И.

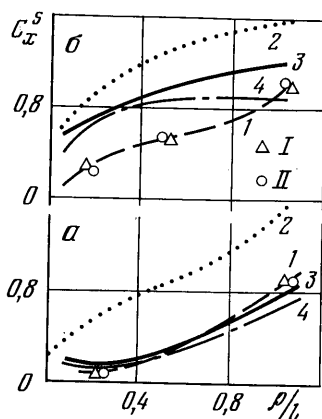
Поиск формы тела, оптимального по своим аэродинамическим характеристикам, привел к исследованию звездчатых тел. В многочисленных теоретических и экспериментальных работах [1–3] показано преимущество таких тел по сравнению с эквивалентными телами вращения при движении в плотном газе в широком диапазоне сверхзвуковых скоростей. Так как складчатая поверхность звездчатых тел по площади значительно превосходит поверхность сравниваемых тел вращения, а в разреженном газе порядок сил вязкого трения и сил давления примерно одинаков, становится актуальной задача исследования оптимальности звездчатых тел при полете с гиперзвуковыми скоростями в разреженном газе на различных высотах.

В работе в предположениях «гипотезы локальности» [4] определяются основные аэродинамические и тепловые характеристики тел, имеющих передний торец в форме правильной звезды с n лучами, гладко сопрягающимися с кормовым круговым торцом способом, предложенным в [3]. Проводится детальный анализ основных характеристик и устанавливается диапазон изменения удлинения и числа лучей оптимальной звездчатой конфигурации при различной степени разреженности земной атмосферы.

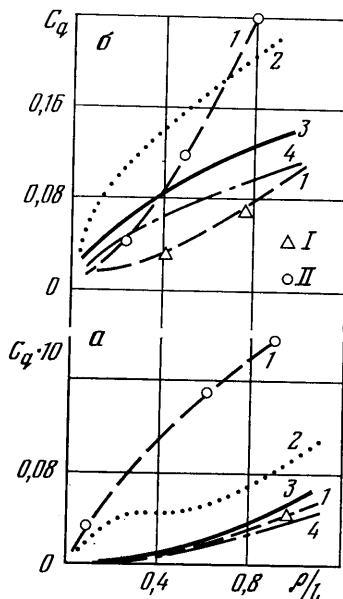
В условиях «гипотезы локальности» местные безразмерные характеристики напряжений и теплопотока представляются в форме соотношений

$$G_j = \sum_{i=1}^R D_{ij} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n})^i = \sum_{i=1}^R D_{ij} \cos^i \theta \quad (1.1)$$

где разделено влияние параметров состояния газа и обтекаемой поверхности (D_{ij}) и параметров ориентации участка поверхности тела относительно набегающего потока. Здесь \mathbf{v} и \mathbf{n} — соответственно орты скорости и внутренней нормали к элементу поверхности тела, θ — местный угол атаки, коэффициенты D_{ij} при $j=x$ обозначаются A_i , B_i и определяются в [4, 5], при $j=q$ соответствуют C_i , полученным в [6].



Фиг. 1



Фиг. 2

Функциональный вид коэффициентов $D_{ij}=D_{ij}(\text{Re}_0, \gamma, t_w, \sigma)$, зависящих от параметров разреженности, режимов движения и состояния газа и поверхности движущегося тела, принимается в форме [4–6]

$$D_{1x}=B_1, \quad D_{2x}=A_1, \quad D_{3x}=A_2-B_1, \quad D_{1q}=C_1, \quad D_{2q}=C_2, \quad D_{3q}=C_3 \quad (1.2)$$

Суммарные характеристики получены интегрированием выражений (1.1) по «освещенной» поверхности S^* , где $(\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) > 0$. Расчеты проведены при скорости движения $V=7$ км/с, $\gamma=1,4$, температурном факторе $t_w=(T_w/T_0)=0,01$, параметры атмосферы взяты из таблицы [7] для высот 70, 90, 110, 130 км. Форма задавалась способом, описанным в работе [3] с радиусом миделя $\rho=1$ м и длиной тела $l=1-20$ м.

Результаты расчетов коэффициентов лобового сопротивления C_x^s и притока тепла C_q , приведенные на фиг. 1,2 в функции от относительной толщины ρ/l , свидетельствуют о том, что с увеличением степени разреженности коэффициенты сопротивления и теплопотока к звездчатым телам выше соответствующих значений для конусов сравнения эквивалентного притупления, соотношения между характеристиками различных тел изменяются немонотонно. На фигурах 1, 2 цифрами 2, 3, 4 обозначены характеристики звездчатых тел с числом лучей, равным 2, 3, 4 соответственно. Цифрой 1 помечены характеристики осесимметричных тел (I — затупленных конусов, II — тел степенной формы).

Сравнение коэффициентов лобового сопротивления для высоты $H=70$ км показывает, что звездообразные конфигурации с числом лучей 3 и 4 являются оптимальными лишь в части изучаемого диапазона удлинения (см. фиг. 1, а) и оптимальны по теплопотоку во всем изучаемом диапазоне удлинений (см. фиг. 2, а).

При увеличении степени разрежения, на высотах $H=90$ км, где значительно возрастает эффект вязкого трения по отношению к давлению, звездчатые конфигурации не оптимальны как по сопротивлению, так и по теплопритоку (см. фиг. 1, б, 2, б). Притупленные осесимметричные тела имеют характеристики значительно ниже, чем звездчатые конфигурации.

По мере дальнейшего увеличения разреженности для высот $H=110$ км наблюдается тенденция к значительному преимуществу характеристик осесимметричных конфигураций по сравнению с характеристиками звездчатых тел. Наконец, на высотах $H=130$ км, где течение при гиперзвуковых скоростях с числом $M \approx 20$ становится по свойствам близким к гиперзвуковому свободномолекулярному, характеристики всех геометрических конфигураций по лобовому сопротивлению незначительно различаются между собой, для теплопотока это различие более существенно.

Приведенные результаты расчета косвенно подтверждаются экспериментальными исследованиями [8], в которых было отмечено, что осесимметричные графитовые головки баллистических снарядов в плотных слоях земной атмосферы, аблируя, принимают форму складчатой поверхности, подобной звездообразным телам с затуплением.

Вследствие принятого в расчетах малого значения температурного фактора ($t_w=0,01$) влиянием вторичных течений и многократных отражений, возникающих на боковой поверхности звездчатых тел, на суммарные аэродинамические и тепловые характеристики можно пренебречь.

На основе проведенных расчетов можно сформулировать следующие выводы.

Звездчатые конфигурации среднего и большого удлинения с числом лучей 3, 4 при числах $M \approx 20$ эффективны в относительно плотном газе (в атмосфере Земли до высот порядка 70 км).

С увеличением степени разреженности предпочтительными являются осесимметричные тела с плоским круговым притуплением, либо частично оптимальные тела звездчатой формы с малым числом лучей ($n=2$).

ЛИТЕРАТУРА

1. Гонор А. Л., Крайко А. Н. Некоторые результаты исследования оптимальной формы при сверх- и гиперзвуковых скоростях. — В кн.: Теория оптимальных аэродинамических форм. М.: Мир, 1969, с. 456–489.
2. Ведерников Ю. А., Гонор А. Л., Зубин М. А., Остапенко Н. А. Аэродинамические характеристики звездообразных тел при числах $M=3-5$. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, № 4, с. 88–93.
3. Гусаров А. А., Дворецкий В. М., Иванов М. Я., Левин В. А., Черный Г. Г. Теоретическое и экспериментальное исследование аэродинамических характеристик пространственных тел. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 3, с. 97–102.
4. Бунимович А. И. Соотношения между силами, действующими на тела, движущиеся в разреженном газе, в потоке света и в гиперзвуковом ньютоновском потоке. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1973, № 4, с. 89–95.
5. Галкин В. С., Ерофеев А. И., Толстых А. И. Приближенный метод расчета аэродинамических характеристик тел в гиперзвуковом потоке разреженного газа. — Тр. ЦАГИ, 1977, вып. 1833, с. 6–10.
6. Кузьменко В. И. Приближенный метод расчета конвективного теплообмена при гиперзвуковом обтекании разреженным газом. — В кн.: Динамика разреженного газа и пограничного слоя, с. 33–41. ВИНТИ, № 4218–80 ДЕП 25.09.1980.
7. Таблицы стандартной атмосферы. ГОСТ 4401-64.
8. Реда Д. К., Рейнер Р. М. Экспериментальное исследование асимметрии фронта перехода на поверхности аблирующего наконечника, движущегося с гиперзвуковой скоростью. — Ракетная техника и космонавтика, 1979, т. 17, № 11, с. 61–68.

Москва

Поступила в редакцию
30.III.1982

УДК 533.6.014.55

К АНАЛИТИЧЕСКОМУ ОПИСАНИЮ ГИПЕРЗВУКОВОЙ СТРУИ ГАЗА, ИСТЕКАЮЩЕЙ В ПОКОЯЩУЮСЯ СРЕДУ ИЛИ В СПУТНЫЙ СВЕРХЗВУКОВОЙ ПОТОК

ГИЛИНСКИЙ М. М., ЗАК Л. И.

В работе [1] было дано приближенное аналитическое решение задачи о сверхзвуковой струе идеального термодинамически совершенного газа, истекающей из расширяющегося сопла как в затопленное пространство с заданным давлением p_a , так и в спутный сверхзвуковой поток. Рассматривался случай расчетного или перетравленного сопла $p_a \geq p_c$ (p_c — давление на срезе сопла). Были сделаны следующие предположения: течение газа в сопле изоэнергетическое, скорость течения значительно превышает скорость звука, угол раствора сопла мал. При сделанных предположениях и использовании метода плоских сечений [2] решение указанной задачи