

На основании изложенных результатов можно отметить следующее. Вращение плазмы повышает напряженность электрического поля, прикладываемого к дуге. При соответствующем подборе параметров крутки вольт-амперная характеристика разряда не содержит участка с отрицательной дифференциальной проводимостью (петли). Это означает, что вращением плазмы можно бороться с перегретой неустойчивостью газового разряда. Вращение создает устойчивую радиальную стратификацию плотности плазмы в дуге, горящей в закрученном потоке плазмообразующего газа, во всем рассматриваемом диапазоне осевых температур.

Поступила 24 V 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов А. А. Физика химической активной плазмы.— Физика плазмы, 1975, т. 1, вып. 1.
2. Литвинов Н. И., Люмкис Е. Д., Филипов С. С. О перегретой неустойчивости в импульсном ксеноновом разряде.— ПМТФ, 1976, № 1.
3. Мойжес Б. Я., Немчинский В. А., Перетц Л. Н. О неоднозначности уравнения Эленбааса — Хеллера для сильноточных дуг.— ЖТФ, 1976, т. 46, вып. 7.
4. Назаренко И. П., Паневин И. Г. Модели и расчеты электрических дуг постоянного тока.— В кн.: Моделирование и методы расчета физико-химических процессов в низкотемпературной плазме. М.: Наука, 1974.
5. Ким Дин Чер. Численное исследование перегретой неустойчивости аргоновой дуги.— В кн.: Тезисы докл. VIII Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Ч. I. Новосибирск: изд. ИТФ СО АН СССР, 1980.
6. Жуков М. Ф., Сухинин Ю. И., Янковский А. И. Электродуговой нагреватель с газовихревой межэлектродной вставкой.— В кн.: Тезисы докл. VI Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Фрунзе: Илим, 1974.
7. Ким Дин Чер. Баланс энергии вращающегося Z-пинча.— Физика плазмы, 1979, т. 5, № 5.
8. Devoto R. S. Transport coefficients of ionized argon.— Phys. Fluids, 1973, vol. 16, p. 616.
9. Козлов Г. И., Кузнецов В. А., Масюков В. А. Лучистые потери аргонов плазмы и излучательная модель непрерывного оптического разряда.— ЖЭТФ, 1974, т. 66, вып. 3.
10. Добринский Э. К., Урюков Б. А., Фридберг А. Э. Исследование стабилизации плазменной струи газовым вихрем.— Изв. СО АН СССР, 1979, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.
11. Сидоров В. Н., Миненко В. П., Солдатенков Т. Р. Увлечение слабоионизованной плазмы вращающимся электромагнитным полем.— Физика плазмы, 1976, т. 2, вып. 6.

УДК 532.526

ВЛИЯНИЕ РАДИУСА ЗАТУПЛЕНИЯ КОНУСА, ДВИЖУЩЕГОСЯ В ВОЗДУХЕ С ГИПЕРЗВУКОВОЙ СКОРОСТЬЮ, НА ИОНИЗАЦИЮ ВОЗМУЩЕННОЙ ИМ ОБЛАСТИ

Э. М. Бикарт, Л. А. Ладнова, А. Ф. Полянский,
Л. И. Скурин, А. В. Юрков
(Ленинград)

В работе [1] изложена методика глобального расчета области, возмущенной осесимметричным телом, движущимся с гиперзвуковой скоростью под нулевым углом атаки при числах Рейнольдса $Re_\infty \geq 3 \cdot 10^3$ (число Re_∞ построено по параметрам в набегающем потоке и радиусу затупления). Методика расчета

основывается на приближенном учете всех принципиально важных для формирования поля течения эффектов, а именно: неравновесные физико-химические процессы во всей возмущенной области, процессы переноса вблизи поверхности тела и в дальнем следе, вязкое торможение газа и понижение (в случае холодной стенки) полной энтальпии в вязкой подобласти ближнего следа. Методика обоснована как соображениями физического характера, так и имеющимся в литературе экспериментальным и теоретическим материалом [1—4].

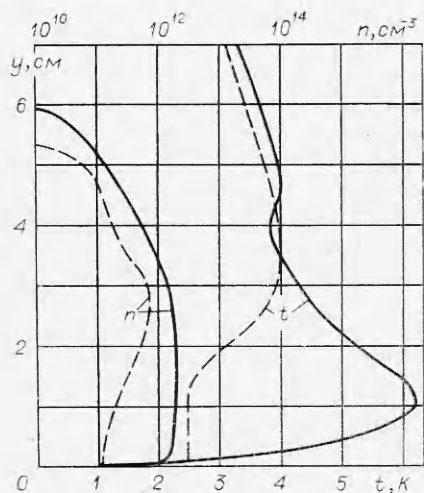
Методика расчета следа за телом в работе [1] включает расчет вязкой подобласти ближнего следа и предполагает использование в качестве начальных данных профилей параметров смеси газов вблизи среза тела, полученных с учетом процессов переноса вблизи боковой поверхности тела (а также и вдува инородных газов с поверхности тела, если таковой имеется). В результате в отличие от других методик работы [1] применима для расчета следов за телами с любым радиусом затупления.

В настоящей работе на основе анализа расчетных данных, полученных при использовании методики работы [1], исследуются характерные особенности влияния радиуса затупления движущегося тела на ионизацию поля течения. Рассмотрение проводится на примере движения сферически затупленных конусов с углом полураствора 10° , длиной 1,5 м в атмосфере Земли на высоте 50 км, со скоростью 7,4 км/с. Предполагается, что поверхность конусов идеально каталитическая, а ее температура составляет 1000 К. Вдв через поверхность и разложение поверхности тела отсутствуют.

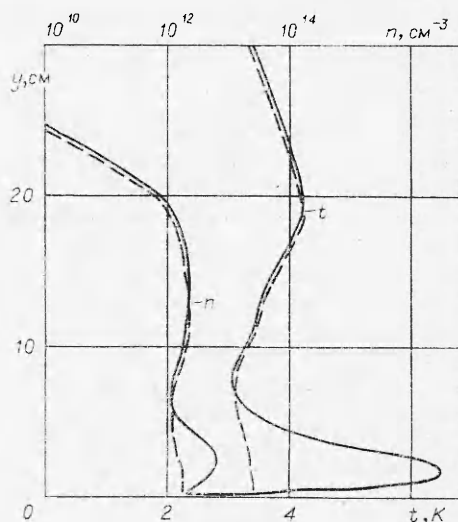
Использованная в расчетах система физико-химических процессов приведена в [1]. При расчете следа дополнительно учитывался эффективный процесс прилипания по данным работы [5].

Остановимся вначале на вопросе о влиянии процессов переноса на формирование параметров плазмы вблизи боковой поверхности тела. На фиг. 1, 2 приведены расчетные данные по распределению плотности электронов и температуры вблизи среза конусов для случаев $r_0 = 15$ и 60 см соответственно (r_0 — радиус затупления). Штриховые линии — расчет без учета процессов переноса (по методике работы [4]), сплошные — расчет с учетом пограничного слоя (по методике работы [2]). Ось плотности электронов n показана сверху, а ось температуры t в 1000 К — снизу. По оси ординат отложена нормальная к контуру тела координата.

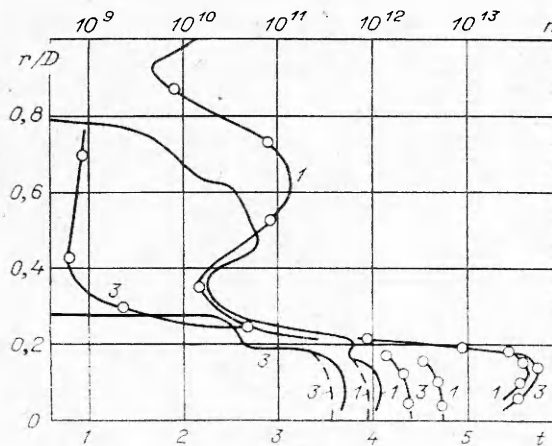
Видно, что при $r_0 = 15$ см толщины энтропийного и пограничного слоев почти совпадают между собой, при $r_0 = 60$ см толщина пограничного слоя меньше, чем энтропийного. Из сопоставления между собой профилей, изображенных штриховыми и сплошными линиями, видно, что в обоих случаях процессы переноса оказывают существенное влияние на формирование основных характеристик плазмы вдоль тела. Можно сказать, что



Ф и г. 1



Ф и г. 2



Фиг. 3

эффекта особенно важен при расчете формируемой тонким пристенным слоем газа вязкой подобласти ближнего следа.

На фиг. 3—5 представлены данные, относящиеся к параметрам плазмы в следах за телами с $r_0 = 60; 15; 4$ см, этим вариантам соответствуют кривые 1—3.

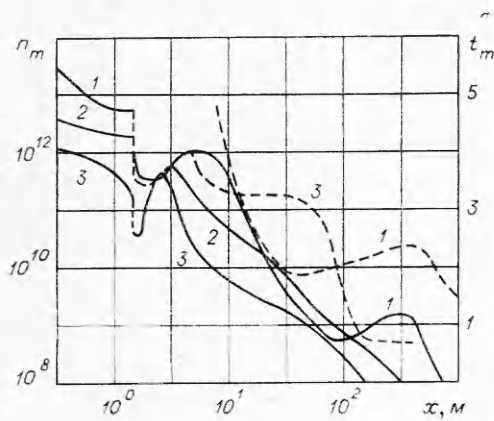
На фиг. 3 по оси ординат отложена отнесенная к диаметру донного среза D радиальная координата, сплошными линиями показаны расчетные профили плотности электронов и температуры в сечении следа, содержащем заднюю критическую точку. Температурные профили отмечены кружками. Наличие максимумов в непосредственной близости от оси следа связано с эффектами торможения газа в приосевой зоне ближнего следа. Вторые максимумы профилей плотности электронов лежат в «невязкой» области следа, формируемой линиями тока, проходящими через внешнюю часть пограничного слоя на теле (лежащую выше точки M , см. [1]), и «повторяют» немонотонный характер распределения плотности электронов в пограничном слое. По-видимому, следует ожидать, что при надлежащем учете диффузии (приводящей к сглаживанию профилей) в рассматриваемой области эти максимумы будут отсутствовать. Однако, поскольку их величина по сравнению с первыми максимумами невелика, процесс диффузии не внесет существенной поправки в уровень плотности электронов.

В случае варианта 1 профили n и t имеют значительные максимумы во внешней области следа, что всецело связано с эффектом торможения газа в головной ударной волне. При приближении к головной ударной волне температура повышается.

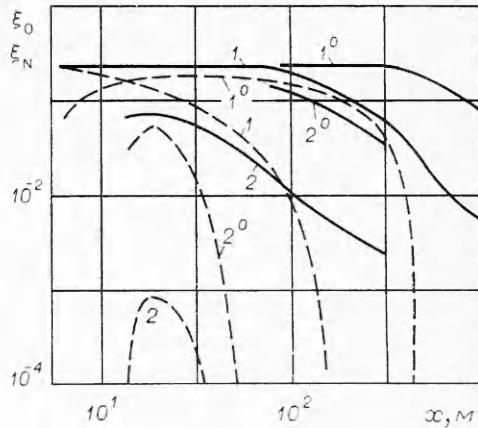
Штриховыми линиями показаны расчетные распределения плотности электронов и температуры вблизи оси, полученные в предположении о равновесии физико-химических процессов при найденных значениях энтальпии вязкой подобласти ближнего следа и давления в задней критической точке. Если «равновесные» и «неравновесные» уровни плотности электронов близки друг к другу, то соответствующие профили температур (а также концентраций нейтральных компонент) различаются заметно, что свидетельствует о важности учета неравновесности во всей рассматриваемой области.

На фиг. 4 показаны распределения максимальных значений плотности электронов n_m вдоль возмущенной области (сплошные кривые) и максимальных значений температуры t_m вдоль следа (штриховые кривые). По оси абсцисс отложена продольная координата x , отсчитываемая вдоль

в первом случае (а также в случае, когда толщина пограничного слоя меньше толщины энтропийного [6]) процессы переноса определяют порядок плотности электронов и оказывают существенное влияние на профиль температуры в ионизованной части поля течения. В случае сильно затупленного тела ($r_0 = 60$ см) процессы переноса вносят относительно небольшой вклад в интегральный поток плотности электронов, но оказывают существенное воздействие на нагрев пристенного слоя газа. Учет этого эф-



Ф и г. 4



Ф и г. 5

оси симметрии от передней критической точки. Характерным в распределении плотности электронов является их резкое падение в окрестности среза тела и наличие максимума вблизи задней критической точки. Последнее обстоятельство связано как с повышением давления при приближении к задней критической точке, так и с эффектом вязкого торможения газа в окрестности этой точки.

В соответствии с данными работы [7] для варианта 1 след считался турбулентным вниз по потоку от задней критической точки, а для вариантов 2 и 3 за точку перехода принимались значения x/D , равные 17 и 100 соответственно.

Как следует из данных фиг. 4, уровень плотности электронов на теле и в начальной области следа существенно зависит от радиуса затупления тела. Для рассматриваемых случаев различие в уровне ионизации составляет порядок. Вниз по потоку различие в уровне ионизации уменьшается. Падение плотности электронов в области дальнего следа связано с падением давления вниз по потоку от задней критической точки (на расстоянии порядка десятка калибров) и с эффектами переноса и рекомбинации. В случае турбулентного режима (вариант 1) имеет место более резкое падение плотности электронов, в результате чего на расстояниях порядка нескольких десятков калибров уровни ионизации для рассматриваемых случаев сближаются. Следует вместе с тем заметить, что толщины плазменных высокотемпературных слоев вдоль всей возмущенной области сильно зависят от радиуса затупления (увеличиваясь с увеличением радиуса затупления).

В случае сильно затупленного тела (вариант 1) на расстояниях порядка сотни калибров, где уровень ионизации составляет 10^9 см^{-3} , имеет место немонокотное поведение как плотности электронов, так и температуры (см. фиг. 4). Эти эффекты связаны с влиянием на приосевую вязкую (турбулентную) область течения высокоэнтропийного невязкого следа, представляющего собой смесь продуктов диссоциации высокотемпературного воздуха. Этот факт иллюстрируется на фиг. 5, где приведены относительные массовые концентрации атомарного кислорода ξ_0 (сплошные линии) и атомарного азота ξ_N (штриховые линии) для вариантов 1 и 2. Кривые 1^0 , 2^0 относятся к оси следа, кривые 1, 2 — к внешней границе турбулентной области, в качестве которой принята радиальная координата той точки следа, в которой коэффициент перемежаемости равен 0,5.

Видно, что в случае варианта 1 (сильнозатупленное тело) в отличие от варианта 2 (и тем более 3) на внешней границе следа вплоть до расстояния в сто калибров поддерживается высокий уровень атомарных компо-

нент. Это приводит к высокому уровню атомарных компонент на оси следа вплоть до расстояний в несколько сотен калибров. Образование электронов вследствие столкновений атомов азота и кислорода в дальней области следа начинает превышать их исчезновение, пропорциональное, по существу, квадрату плотности электронов (процесс прилипания здесь еще малоэффективен), что и приводит к немонотонности кривой плотности электронов на фиг. 4. Наряду с этим тепловыделение в единице объема, связанное с рекомбинацией атомов, оказывается в этой области превышающим уменьшение тепловой энергии вследствие теплопроводности, результатом чего является немонотонное поведение температуры (штриховая кривая 1).

Из этого анализа следует, что в случае движения тела на больших высотах, где имеет место ламинарный режим течения в следе, эффект немонотонности распределения характеристик плазмы будет выражен более ярко. В случае слабозатупленного тела (вариант 3) тепловыделение на оси вследствие рекомбинации атомов на расстоянии от десятка до сотни калибров невелико (ввиду их относительно небольшой концентрации). Однако, поскольку в этой области имеет место ламинарный режим течения в следе, это тепловыделение оказывается по величине близким к потере тепла в единице объема вследствие молекулярной теплопроводности, что приводит к появлению в распределении температуры так называемой «полки». Вниз по потоку от точки перехода температура, естественно, начинает падать.

Эффект немонотонного распределения плотности электронов в следах за слабозатупленными телами отсутствует.

Из приведенного анализа следует, что радиус затупления тела оказывает весьма существенное влияние на характеристики плазмы в возмущенной области. Это влияние таково, что увеличение радиуса затупления приводит, с одной стороны, к очевидному повышению уровня ионизации на теле и в ближней области следа, с другой стороны, может приводить (как это имеет место в рассмотренных случаях) к более резкому падению плотности электронов в дальней области следа за счет смены режимов течения. Конкурирующее действие эффектов переноса и физико-химических процессов в области дальнего следа может приводить как к немонотонности распределения характеристик плазмы вдоль оси, что особенно характерно для сильно затупленных тел, так и к сближению количественных характеристик плазмы, относящихся к различным радиусам затупления тела.

Поступила 10 VI 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Полянский А. Ф., Скурин Л. И., Юрков А. В. Методика приближенного расчета области, возмущенной телом, движущимся с гиперзвуковой скоростью. — Вестн. Ленингр. ун-та, 1979, № 7.
2. Ладнова Л. А., Полянский А. Ф., Скурин Л. И. Исследование неравновесного гиперзвукового течения вдоль боковой поверхности затупленных тел. — ПМТФ, 1979, № 5.
3. Скурин Л. И., Юрков А. В. К расчету основных характеристик гиперзвукового ближнего следа. — ПМТФ, 1980, № 3.
4. Полянский А. Ф., Скурин Л. И. Гиперзвуковой невязкий след в воздухе. — В кн.: Газодинамика и теплообмен. Л.: изд. Ленингр. ун-та, 1977, № 5.
5. Бродский В. Б., Загик С. Е. и др. Изменение эффективного коэффициента прилипания свободных электронов в ионизованном воздухе гиперзвукового следа на баллистической трассе. — ЖТФ, 1978, т. 48, вып. 5.
6. Ладнова Л. А., Полянский А. Ф. и др. Ионизация области, возмущенной тонким затупленным телом. — Вестн. Ленингр. ун-та, 1980, № 19.
7. Goldberg A. A. Summary analysis of laboratory hypersonic wake fluid mechanics transition experiments. AIAA paper, 1967, N 67-33.