

03; 04

© 1991

ОБТЕКАНИЕ СФЕРЫ ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ
ДВИЖЕНИИ В ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕГ.И. Мишин, Ю.Л. Серов,
И.П. Явор

Проведение исследований движения тел в газоразрядной плазме было запланировано еще в 1959 г., когда в Физико-техническом институте АН СССР для этой цели был создан специальный баллистический стенд (Г.И. Мишин, И.В. Басаргин), однако тогда пришлось ограничиться лишь отладочными испытаниями.

Первые исследования обтекания сферических моделей диаметром 20 мм в слабоионизованной плазме газового разряда в разных газах (воздухе, аргоне и ксеноне) были проведены авторами данной статьи на баллистической установке [1], оборудованной шпирной (прибор Теплера ИАБ-451) и интерферометрической системами визуализации, работающих совместно с лазерными источниками света с длительностями экспозиции 15 нс. Вертикальный плазменный столб диаметром ~ 100 мм создавался между двумя электродами (катод сверху) с помощью высоковольтного генератора, смонтированного для вышеупомянутого стенда. Формирование протяженной плазменной области с однородными параметрами вертикально ориентированного разряда длиной около 500 мм осуществлялось в устройстве с секционированным анодом, что дало возможность получить картины стационарного обтекания тел в плазме. Часть экспериментов была выполнена в протяженном плазменном образовании высокочастотного разряда частотой 1 МГц.

Основная серия экспериментов была проведена в стационарно горящем разряде при давлении газа 40–50 Тор и плотности тока в разряде 25–50 мА/см². При этом концентрация электронов $\approx 10^{11}$ – 10^{12} 1/см³, коэффициент ионизации $\alpha = 10^{-5}$ – 10^{-6} , температура электронов $T_e \approx 1$ –4 эВ. Газокинетическая температура плазмы T_a определялась несколькими способами: путем измерения плотности газа по интерферограммам, с помощью хромель-алюмелевой термопары, методом радиационного пирометра, а также по электронно-колебательно вращательным спектрам молекул [2]. Измерения показали, что распределение температуры по диаметру имеет колоколообразный профиль, причем на оси разряда $T_a \ll 1400$ К.

На рис. 1 показана типичная теплеровская (вертикальное расположение оптического ножа) картина обтекания сферы, летящей со скоростью $v = 1800$ м/с в плазме тлеющего разряда в воздухе,

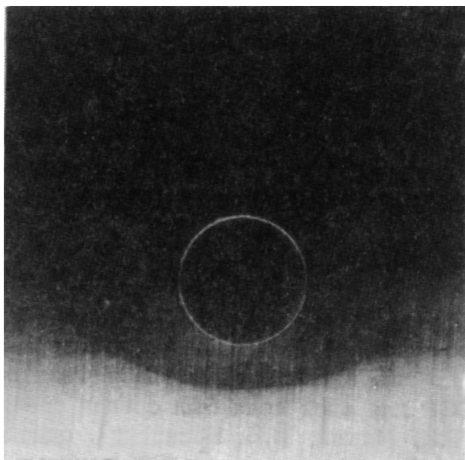


Рис. 1. Теневая (теплеровская) фотография обтекания сферической модели, летящей в плазме тлеющего разряда (вертикальное положение оптического ножа). Скорость модели 1800 м/с, диаметр модели 20 мм. Газокинетическая температура на оси вертикального плазменного столба $T \ll 1400$ К.

создаваемой между двумя электродами (ось разряда ориентирована вертикально).

Главной характеристикой сверхзвукового обтекания тела сферической формы является расстояние, на которое отходит головная ударная волна (УВ) от лобовой поверхности сферы на нулевой линии тока. Зависимость относительного отхода УВ от сферы $\bar{\Delta} = \Delta/R$ (Δ – величина отхода, R – радиус сферы) от числа Маха и $M = v/a$ (a – скорость звука) полета и молекулярных свойств газов детально изучена экспериментально и теоретически [3].

Рассмотрение полученных фотографий (например, рис. 1) показало, что обтекание сферы в плазме оказывается аномальным. Во-первых, относительный отход головной УВ в плазме $\bar{\Delta}_n$ значительно превышает величину $\bar{\Delta}_T$, которая должна была бы иметь место при данной скорости движения сферы в воздухе, нагретом до температуры плазмы, и, во-вторых, фронт УВ оказывается сильно размытым, иногда едва визуализируемым, не имеющим обычной для снимков в таких условиях в неионизованных газах резкой границы.

Поскольку в первой серии экспериментов размеры плазменной области были небольшими (~ 100 мм), то вследствие нестационар-

ного характера обтекания модели в этих случаях величины отхода головной УВ должны были быть несколько завышенными. Для оценки влияния нестационарности обтекания на величину отхода ударной волны нами были получены теневые картины обтекания сфер в геометрически подобной тепловой неоднородности, созданной с помощью электрической печки, и сделаны также относящиеся к этому режиму численные расчеты величин отхода головной УВ в нагретом воздухе [4]. Анализ экспериментов и расчетов привел к выводу, что регистрируемая в плазме большая величина $\bar{\Delta}_\Pi$ не может быть объяснена эффектом нестационарного обтекания.

Для получения надежных данных были проведены эксперименты в протяженных (~ 500 мм) плазменных образованиях с однородными параметрами тлеющего разряда ($T_a = 1350$ К), которые дали возможность определить значения $\bar{\Delta}_\Pi$, соответствующие стационарному обтеканию сферы в плазме.

На рис. 2 представлена зависимость отношения величин экспериментально определенного относительного отхода головной УВ от сферы в плазме $\bar{\Delta}_\Pi$ к найденному расчетным путем соответствующему значению $\bar{\Delta}_T$ в воздухе при температуре плазмы от скорости модели в диапазоне сверхзвуковых скоростей 1350–2300 м/с.

Из приведенных результатов видно, что при скорости сферы 1400 м/с величина отхода УВ в плазме более, чем в 2,2 раза превосходит классическое „тепловое“ значение для данных условий движения. С ростом скорости отношение $\bar{\Delta}_\Pi / \bar{\Delta}_T$ уменьшается. При расчете $\bar{\Delta}_T$ учитывалась зависимость теплоемкости воздуха от температуры T_a .

В следующей серии экспериментов было установлено, что и в плазме высокочастотного разряда ($\nu = 1$ МГц) обтекание тел является аномальным.

Исследования обтекания сферы в плазме тлеющего разряда в аргоне и ксеноне показали качественно и количественно идентичную наблюдавшейся в плазме воздуха картину: отход головной УВ в плазме инертных газов оказался также в 1,6–2,5 раза больше, чем соответствующее „тепловое“ значение, а величина градиента плотности на фронте УВ была сильно заниженной.

Измерения отхода УВ от сферы в распадающейся газоразрядной вертикально ориентированной межэлектродной воздушной плазме в зависимости от времени проходящего после выключения тока разряда позволили установить, что величина $\bar{\Delta}_\Pi$ релаксирует к значению в неионизованном воздухе с постоянной времени $\tau \sim 10^{-2}$ с, которая близка к постоянной времени замены активированного в результате протекания тока газа холодным невозбужденным воздухом. Этот вывод был сделан на основании оценок скорости „всплывания“ нагретого разрядным током воздуха и определения изменения во времени плотности газа в разрядном промежутке по интерферограммам Маха–Цендера, зарегистрированным через последовательные интервалы времени, отсчитываемые от момента „обрыва“ тока.

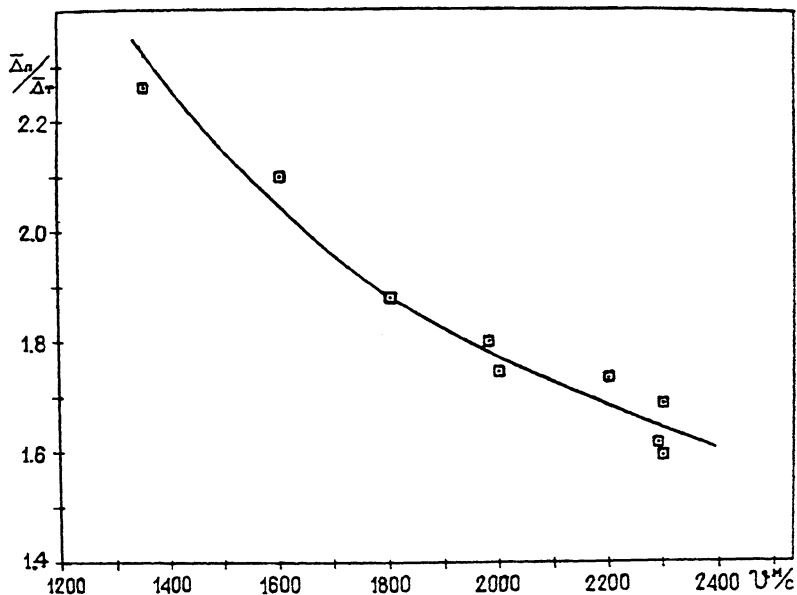


Рис. 2. Зависимость отношения величины экспериментально определенного относительного отхода головной ударной волны от сферы движущейся в плазме тлеющего разряда к найденному расчетным путем соответствующему значению относительного отхода ударной волны в воздухе, имеющем температуру плазмы. $\bar{\Delta}_p$ – относительная величина отхода ударной волны в плазме, $\bar{\Delta}_T$ – относительная величина отхода ударной волны в воздухе при $T=1350$ К, U – скорость сферы.

Эксперименты, осуществленные с моделями из дюралюминия, никеля, меди, тефлона, полиэтилена, дали основание считать, что материал, из которого сделаны модели, не оказывает влияния на аномальное обтекание тел в плазме.

Продлить график $\bar{\Delta}_p / \bar{\Delta}_T (U)$, построенный на рис. 2, в сторону меньших скоростей сферы не удалось, т.к. при скоростях $\sim 1300-1200$ м/с головная УВ становилась настолько слабой, что уже практически не визуализировалась прибором Теплера. Однако она существовала и регистрировалась датчиками давления и с помощью ФЭУ по возрастанию интенсивности излучения УВ.

Дозвуковое обтекание реализуется, как показали эксперименты, при скорости модели меньше ~ 1100 м/с. В этом случае головная УВ, существовавшая перед сферой до входа в плазму, отделяется от модели и уходит далеко вперед (на расстояние в несколько диаметров), и в процессе дальнейшего полета головная УВ перед телом уже не образуется.

Поскольку величина относительного отхода головной УВ от тела является функцией числа M и отношения удельных теплоемкостей

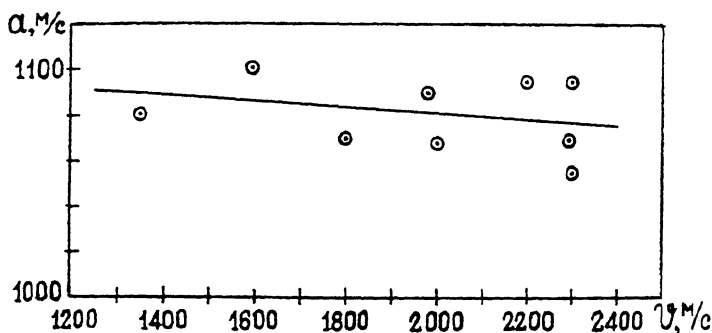


Рис. 3. Значения „эффективной“ (определяющей обтекание) скорости звука в плазме в диапазоне скоростей движения сферической модели 1350–1300 м/с. a – эффективная скорость звука, U – скорость движения сферы.

$\gamma = c_p / c_v$, то по измеренным в плазме воздуха значениям для сферы, используя полученную путем интерполяции содержащихся в работе [3] данных зависимость $\bar{a}(M, \gamma)$ для газа с $\gamma = 1.33$ (воздух при температуре плазмы), были найдены числа M полета сферы в плазме тлеющего разряда в воздухе, что, в свою очередь, по известным при этом значениям скорости модели дало возможность определить „эффективную“ скорость звука в плазме воздуха $a_{\text{п}}$. Полученные в результате указанной процедуры величины „эффективной“ скорости звука в зависимости от скорости модели нанесены на рис. 3.

В условиях данных экспериментов соответствующая температуре плазмы скорость распространения акустических волн должна была составлять 717 м/с, в то время, как можно видеть из графика рис. 3, среднее значение скорости звука, определенной по данным обтекания сферы в плазме, равно 1084 м/с, т.е. „действующая“ в плазме скорость звука оказывается в ~ 1.5 раза больше, чем „тепловая“.

Такое различие в скоростях звука не может быть объяснено погрешностью измерения температуры плазмы, т.к. для существования в нагретом воздухе такой скорости распространения слабых возмущений необходима температура ~ 3.000 К, какой в тлеющем разряде существовать не может.

Следует отметить, что „эффективная“ скорость звука в плазме имеет тенденцию несколько уменьшаться при увеличении скорости полета тела.

Экспериментально зарегистрированное anomальное обтекание тел в плазме тлеющего разряда обусловлено необычными динамическими свойствами слабоионизованной неравновесной плазмы, проявляющимися также в увеличении в ней скорости и амплитуды акустических

волн [5-9] и увеличении скорости УВ при одновременном уменьшении скачка давления на фронте [10-16].

Для объяснения обнаруженных нетривиальных динамических свойств термически неравновесной газоразрядной плазмы выдвигалось несколько версий, которые можно разделить на две группы. Первая группа основана на допущении существования в плазме скорости распространения слабых возмущений, превышающей величину „тепловой“ скорости звука. Вторая группа („энергетическая“) опирается на предположение, что в ударном слое за фронтом УВ выделяется энергия (либо сосредоточенная в колебательных степенях свободы молекул, либо вследствие протекания тока в ударной волне).

Отсутствие необходимых экспериментальных данных еще не позволяет сделать окончательного вывода о механизме наблюдаемого явления.

В настоящей работе результаты исследований рассматриваются с позиции увеличения в плазме скорости звука, так как это дает возможность трактовать их наиболее простым и наглядным образом.

Однако, как обнаружено в работе [17], ударная волна в плазме имеет не наблюдавшуюся раньше ни в одной среде необычную структуру. Анализ структуры волны с несомненной очевидностью указывает на существование более сложного специфического механизма, в котором важную роль играет электронная компонента.

В заключение авторы благодарят Р.Ф. Авраменко, А.И. Климова и В.И. Николаеву за участие в обсуждении результатов работы и содействие ее проведению.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Б а с а р г и н И.В., М е н д е Н.П., М и ш и н Г.И., П а л к и н С.Н., Я в о р И.П. В кн.: Физико-газодинамические баллистические исследования. Л.: Наука, 1980. С.171-179.
- [2] О ч к и н В.Н., С а в и н о в С.Ю. // Журнал прикладной спектроскопии. 1978. № 3. С. 408-412.
- [3] М а с л е н н и к о в В.Г. В кн.: Аэрофизические исследования сверхзвуковых течений. М.-Л.: Наука, 1967. С. 214-255.
- [4] Г о л о в и з н и н В.П., М и ш и н Г.И., С е р о в Ю.Л., Я в о р И.П. // ЖТФ. 1987. Т.57. № 7. С. 1433-1435.
- [5] Y a t s u i K., K o b a y a s h i T., Y u n i s h i Y. // Phys. Fluids. 1965. V. 8. N 7. P. 1396-1397.
- [6] F i t a i r e M., M a n t e i T. // Phys. Fluids. 1972. V. 15. P. 464.
- [7] I s h i d a Y., I d e h a r a T. // J. Phys. Soc. Jap. 1973. V. 35. N 6. P. 1747-1752.

- [8] H a s e g a w a M. // J. Phys. Soc. Jap. 1974. V. 37. N 1. P. 193-199.
- [9] I n g a r d U. // Phys. Rev. 1966. V. 145. P. 41-46.
- [10] К л и м о в А.И., К о б л о в А.Н., М и ш и н Г.И., С е р о в Ю.Л., Я в о р И.П. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. В. 7. С. 439-443.
- [11] К л и м о в А.И., К о б л о в А.Н., М и ш и н Г.И., С е р о в Ю.Л., Х о д а т а е в К.В., Я в о р И.П. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. В. 9. С. 551-554.
- [12] Б а с а р г и н И.В., М и ш и н Г.И. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. В. 4. С. 209-215.
- [13] Г р а ч е в Л.П., Е с а к о в И.И., М и ш и н Г.И., Н и к и т и н М.Ю., Х о д а т а е в К.В. // ЖТФ. 1985. Т. 55. № 5. С. 972-975.
- [14] Г о р ш к о в В.А., К л и м о в А.Н., М и ш и н Г.И., Ф е д о т о в А.Б., Я в о р И.П. // ЖТФ. 1987. Т. 57. № 10. С. 1893-1898.
- [15] Б а с а р г и н И.В., М и ш и н Г.И. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 8. С. 55-60.
- [16] К л и м о в А.И., М и ш и н Г.И., Ф е д о т о в А.Б., Ш а х о в а т о в В.А. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 20. С. 31-36.
- [17] К л и м о в А.И., М и ш и н Г.И. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 16. В. 24. С. 89-94.

Поступило в Редакцию
11 апреля 1991 г.