

Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

V. A. Bityurin, A. N. Vocharov, Экспериментальные и численные исследования МГД-взаимодействия в гиперзвуковых потоках, *TVT*, 2010, Volume 48, supplementary issue, 44–55

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use

<http://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.14.87

March 19, 2025, 02:01:56



УДК 533.6.011: 537.84: 537.634

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МГД-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ГИПЕРЗВУКОВЫХ ПОТОКАХ

© 2010 г. В. А. Битюрин, А. Н. Бочаров

*Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 15.09.2009 г.

В работе представлены основные результаты экспериментальных и численных исследований МГД-взаимодействия в гиперзвуковых потоках. Рассматривается постановка задач об МГД-течении вокруг тел простой геометрической формы для условий экспериментальной установки. Обсуждаются основные факторы, определяющие структуру гиперзвуковых МГД-течений. Рассматриваются предложения по управлению высокоскоростными потоками газа.

*Ключевые слова:* гиперзвуковой поток, неравновесная ионизация, эффект Холла, МГД взаимодействие, МГД-парашют.

PACS 52.30.Cv

### ВВЕДЕНИЕ

Работа посвящена исследованию МГД-взаимодействия при гиперзвуковом обтекании простейших геометрических тел. Наиболее существенными аспектами, определявшими постановку рассматриваемых задач, являются следующие. Во-первых, исследования, и численные, и экспериментальные, объединены общей концепцией бортового МГД-генератора [1, 2]. Во-вторых, рассматриваемые модели течения адаптированы к условиям установки, на которой проводилась экспериментальная часть работ. Ввиду существенных различий свойств потока в тестовой секции установки от условий реальной атмосферы при разработке численной модели в первую очередь учитывались конкретные условия установки. В частности, и МГД-взаимодействие в тестовой секции, и функционирование одного из элементов установки – МГД-ускорителя обеспечивались вводом легко ионизируемой присадки (NaK). Численными экспериментами установлено, что все ключевые особенности МГД-течений вокруг тестовых моделей могут быть описаны в рамках простой модели течения, основанной на решении уравнений Навье-Стокса, уравнений квази-стационарной электродинамики и модели совершенного газа. Основным элементом вычислительной модели является описание электрофизических свойств среды: концентрации электронов как основных носителей заряда и их подвижности. Такой вывод о выборе модели течения в тестовой секции установки был сделан на основе анализа характеристик течения в тракте установки с привлечением более

сложной модели термохимически неравновесного воздуха [3, 4]. Прежде чем представить результаты по исследованию МГД-взаимодействия в тестовой секции установки, следует сказать несколько слов о самой установке и параметрах потока, достигаемых на входе в тестовую секцию.

### 1. ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ПОТОКА В ТРАКТЕ МГДУ И ТЕСТОВОЙ СЕКЦИИ

Схема течения в тракте гиперзвуковой МГД-установки (МГДУ) ЦАГИ [5, 6] представлена на рис. 1. Первичный подогрев потока осуществляется дуговым подогревателем мощностью около 250 кВт. Перед входом в МГД-ускоритель в поток вводится присадка, обеспечивающая работу ускорителя, мощность которого оценивается в 600 кВт. При этом коэффициент преобразования энтальпии оценивается как  $\eta = 0.5$ , т.е. половина вложенной мощности идет на увеличение внутренней энергии газа (условно на нагрев) и половина – на увеличение кинетической энергии потока.

Исходя из этих данных, рассмотрим течение в тракте, включающем МГД-ускоритель и вторичное сопло. Параметры потока на входе в ускоритель следующие: статическое давление – 25 кПа, статическая температура – 2500 К, колебательная температура  $N_2$  и  $O_2$  – 2500 К, скорость – 2000 м/с, число Маха – 2. Состав в мольных долях:  $x_{N_2} = 0.78$ ,  $x_{O_2} = 0.20$ ,  $x_e = x_{K^+} = 0.01$ . Работа МГД-ускорителя моделируется следующим образом. В системе уравнений, описывающей течение неравновесного

воздуха [3, 4], в уравнение энергии вводится источник, моделирующий приток энергии в ускорителе от электромагнитного поля и распределенный по объему ускорителя таким образом, что интеграл от плотности энергоподвода равен  $N = A + Q = 600$  кВт. Здесь  $N$  – полный энергоподвод,  $Q$  – затраты на нагрев газа,  $A = \langle \mathbf{F}\mathbf{U} \rangle$  – мощность, затрачиваемая на ускорение газа. В уравнение для продольной компоненты импульса вводится плотность силы таким образом, что интеграл от нее по объему дает полную силу  $\mathbf{F}$ , действующую на поток в ускорителе (параметр задачи). Этот параметр подбирается так, чтобы произведение силы на среднюю скорость потока  $A = \langle \mathbf{F}\mathbf{U} \rangle$  было порядка 300 кВт.

Наконец, поскольку расчеты носят оценочный характер и не имеют целью детальный анализ течения в тракте установки, рассматривается двухмерная осесимметричная задача, в которой размеры ускорителя и вторичного сопла вдоль потока соответствуют реальным размерам, а радиальные размеры расчетной области выбираются так, что площадь поперечного сечения модельного тракта совпадает с площадью сечения реального тракта. Для оценки приведем некоторые параметры тракта установки. Сечение на входе ускорителя –  $15 \times 15$  мм, на выходе (вход сопла) –  $25 \times 15$  мм (расширение по  $y$ ), длина ускорителя – 550 мм, сечение на выходе сопла –  $145 \times 145$  мм, длина сопла – 350 мм.

На рис. 2 представлены распределения давления и числа Маха на оси канала для трех случаев: а) МГД-ускоритель выключен,  $Q = 0, F = 0$ ; б) МГД-ускоритель работает только как нагреватель,  $Q = 600$  кВт,  $F = 0$ ; в) МГД-ускоритель работает как ускоритель,  $Q = 300$  кВт,  $F = 75$  Н. Видно, что гиперзвуковой поток на выходе можно получить только с помощью МГД-преобразования в ускорителе. Распределения числа Маха и мольной доли электронов по сечению на срезе сопла для этих трех случаев представлены на рис. 3. Когда ускоритель работает, концентрация электронов достаточно однородна по всему сечению. Отметим, что расчеты подтверждают тот факт, что в МГД-установке ЦАГИ преобразование энергии в ускорителе достаточно эффективно. Если бы ускоритель работал только как нагреватель, то поток на входе в тестовую секцию был бы совершенно другим. Основные выводы из этих оценочных расчетов таковы. На входе в тестовую секцию центральная часть струи размером 8–10 см представляет собой гиперзвуковое течение с числом Маха порядка 10, скоростью потока 6000 м/с (более высокие параметры – число Маха и скорость могут быть получены в расчетах увеличением интегральной силы, моделирующей работу ускорителя). При этом концентрация электронов в гиперзвуковой холодной части струи достаточно высока для проведения

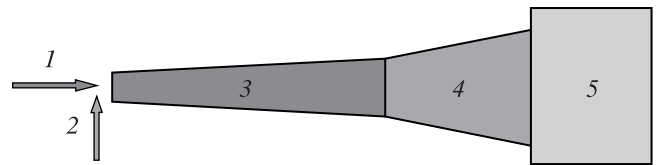


Рис. 1. Принципиальная схема течения в тракте экспериментальной гиперзвуковой МГД-установки ЦАГИ: 1 – дуговой подогреватель, 2 – ввод присадки, 3 – МГД-ускоритель, 4 – вторичное сопло, 5 – тестовая секция.

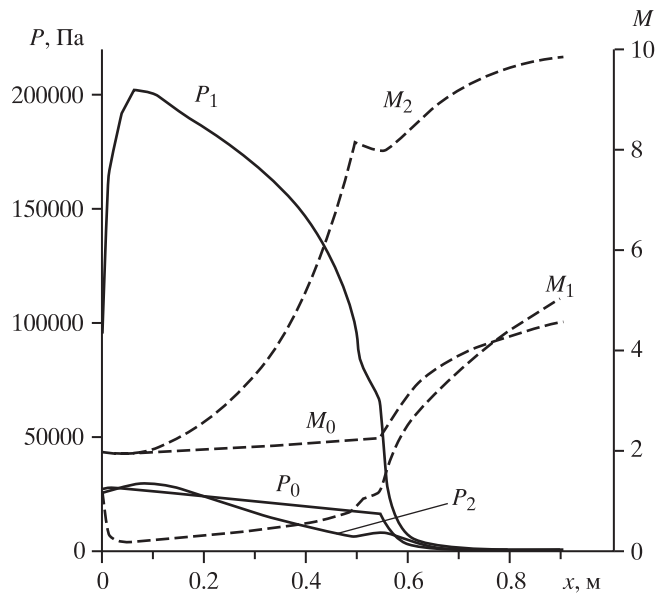


Рис. 2. Распределение давления ( $P_k$ ) и числа Маха ( $M_k$ ) по оси канала для трех режимов ускорителя:  $k = 0 - Q = 0, F = 0$ ;  $k = 1 - Q = 600$  кВт,  $F = 0$ ;  $k = 2 - Q = 300$  кВт,  $F = 75$  Н.

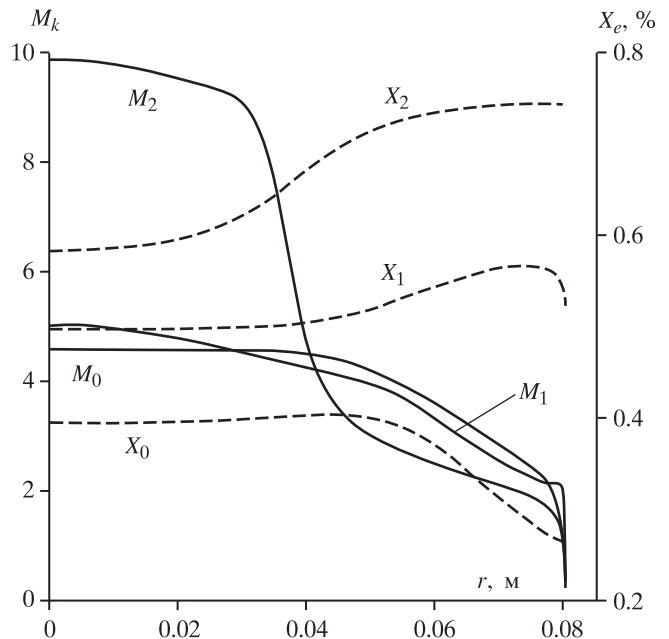


Рис. 3. Распределение числа Маха ( $M_k$ ) и мольной доли электронов ( $X_k$ ) по сечению канала на срезе сопла для трех режимов ускорителя:  $k = 0 - Q = 0, F = 0$ ;  $k = 1 - Q = 600$  кВт,  $F = 0$ ;  $k = 2 - Q = 300$  кВт,  $F = 75$  Н.

экспериментов по МГД-обтеканию тел в тестовой секции установки. Наличие замороженной ионизации обусловлено тем, что ионы К (и Na, как в реальном эксперименте) не успевают рекомбинировать ни в тракте ускорителя ввиду достаточно высоких температур, ни в сопле ввиду очень низкого давления и достаточно высокой колебательной температуры молекулярных компонент газа. Другими словами, всюду в тракте установки поддерживается степень ионизации присадки, достигнутая перед входом в канал ускорителя. Расчеты течения в тракте установки позволяют сделать выбор между моделями ионизации в тестовой секции в пользу модели замороженной ионизации. Более того, для анализа МГД-эффектов мольную долю электронов можно считать постоянной всюду.

## 2. МОДЕЛЬ МГД-ТЕЧЕНИЯ В ТЕСТОВОЙ СЕКЦИИ

На основе анализа данных о течении в тракте установки была построена физико-математическая модель МГД-течения в тестовой секции. Модель основана на решении двухмерных уравнений переноса массы, импульса и полной энергии в приближении совершенного газа. Электродинамическая часть модели включает нахождение электродинамических характеристик среды при заданном внешнем магнитном поле. В приближении малых магнитных чисел Рейнольдса задача о нахождении электрического поля может быть сведена к задаче о нахождении электрического потенциала при наличии связи плотности электрического тока и поля в виде обобщенного закона Ома. Одним из основных элементов модели является модель электрофизических свойств среды, в первую очередь концентрации электронов и их подвижности.

Система дифференциальных уравнений для нахождения основных параметров потока имеет следующий вид.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{U}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{U} \cdot \mathbf{U}) + \nabla \tau = -\frac{\partial P}{\partial r} + \mathbf{f}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho e^0}{\partial t} + \nabla((\rho e^0 + P) \mathbf{U}) + \nabla \mathbf{q} + \nabla(\mathbf{U} \tau) = W, \quad (3)$$

$$e^0 = e + \frac{U^2}{2}, \quad (\gamma - 1)e = \frac{P}{\rho}, \quad P = \rho R T, \quad (4)$$

$$\tau_{ij} = \frac{2}{3} \eta \delta_{ij} \nabla \mathbf{U} - \eta \frac{\partial U_i}{\partial x_j}, \quad q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial \mathbf{r}}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} = \mathbf{e}_x \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{e}_y \frac{\partial}{\partial y},$$

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{y^\xi} \frac{\partial}{\partial y} y^\xi, \quad (6)$$

$$\mathbf{f} = [\mathbf{j} \times \mathbf{B}], \quad W = \mathbf{j} \mathbf{E}. \quad (7)$$

Здесь  $\rho$  – плотность нейтрального газа,  $\mathbf{U} = (U_x, U_y)$  – скорость,  $P$  – давление,  $e$  – удельная внутренняя энергия,  $e^0$  – удельная полная энергия,  $\gamma$  – показатель адиабаты,  $T$  – температура,  $R$  – газовая постоянная,  $R = R^0/W_m$ ,  $R^0$  – универсальная газовая постоянная,  $W_m$  – средний молекулярный вес,  $t$  – время,  $\delta_{ij}$  – символ Кронекера,  $\eta$  – коэффициент молекулярной вязкости,  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности,  $\mathbf{e}_x$  и  $\mathbf{e}_y$  – базисные вектора,  $\xi = 0$  для декартовой системы координат, и  $\xi = 1$  – для цилиндрической. Для коэффициентов переноса  $\eta$  и  $\lambda$  используются аппроксимации по температуре и давлению, полученные в [3, 7].

Система (1)–(7) дополняется уравнениями для нахождения электродинамических величин

$$\nabla \mathbf{j} = 0, \quad (8)$$

$$\mathbf{j} + \frac{\beta}{B} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}] = \sigma (\mathbf{E} + [\mathbf{U} \times \mathbf{B}]), \quad (9)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla \varphi / \partial \mathbf{r}. \quad (10)$$

В (8)–(10)  $\mathbf{j}$  – плотность электрического тока,  $\mathbf{E}$  – напряженность электрического поля,  $\mathbf{B}$  – плотность магнитного потока (магнитная индукция),  $\varphi$  – электрический потенциал,  $\sigma$  – коэффициент электропроводности,  $\beta$  – параметр Холла,

$$\sigma = \frac{e^2 n_e \tau_e}{m_e}, \quad \tau_e^{-1} = \sum_k \tau_{ek}^{-1}, \quad \tau_{en}^{-1} = n_n \nu_e Q_{en},$$

$$\tau_{ei}^{-1} = n_e \nu_e Q_{ei}, \quad Q_{ei} = \frac{4\pi}{9} \frac{e^4 \Lambda}{(kT_e)^2},$$

$$\Lambda = \ln \left[ \frac{3}{2\sqrt{\pi}} \frac{(kT_e)^{3/2}}{e^3 n_e^{1/2}} \right], \quad \nu_e = \sqrt{\frac{3kT_e}{m_e}},$$

$$\mu_e = \frac{e\tau_e}{m_e} = \frac{\sigma}{en_e}, \quad \beta = \mu_e B. \quad (11)$$

В (11)  $n_e$  – концентрация электронов,  $n_n$  – концентрация (числовая плотность) частиц нейтрального газа,  $e$  – заряд электрона,  $m_e$  – масса электрона,  $\tau_e$  – среднее время между столкновениями электрона,  $\nu_e$  – средняя тепловая скорость электронов,  $Q_{en}$  и  $Q_{ei}$  – сечения столкновений электронов с нейтральными заряженными частицами соответственно,  $T_e$  – температура электронов,  $\mu_e$  – подвижность электронов,  $\Lambda$  – кулоновский логарифм. При оценке средней частоты столкновений электронов с нейтралами  $\tau_{en}$  следует, строго говоря, использовать значения концентраций и сечений, соответствующие

щих каждому сорту частиц. Здесь для анализа МГД-эффектов в тестовой секции МГД-установки будем использовать оценку сечения  $Q_{en} \sim 4 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2$ , единую для всех нейтральных частиц, а в качестве  $n_n$  – величину  $\rho/m_n$ , где  $m_n$  – средняя масса нейтральной частицы. Как видно из определений (6), система дифференциальных уравнений (1)–(3) и (8)–(10) записана в “двухмерном” виде. Такое упрощение обоснованно, если все рассматриваемые переменные не зависят от третьей координаты  $z$ , т.е.  $\partial/\partial z \approx 0$ . Тогда трехмерная система уравнений Навье-Стокса сводится к системе (1)–(3) при условии, что  $z$ -компонентой электромагнитной силы можно пренебречь. В дальнейшем будет рассматриваться именно такое приближение. Упрощение системы (8)–(10) также основано на предположении малости производных  $\partial/\partial z \approx 0$ . Экспериментальные исследования были организованы так, чтобы максимально приблизить постановку эксперимента к “двухмерной”. Например, при обтекании цилиндра на концах цилиндра устанавливались электроды и соединялись между собой. Таким образом, по крайней мере интегрально, выполнялось условие нулевого среднего фарадеевского поля  $\langle E_z \rangle \approx 0$ . При сделанных допущениях оператор дивергенции в (8) принимает вид “двухмерного” оператора, определенного выше. Закон Ома (9) перепишем в виде

$$\mathbf{j} = \frac{\sigma}{1 + \beta^2} D(\mathbf{E} + \mathbf{U} \times \mathbf{B}); \quad (12)$$

$$D_{ii} = 1 + \beta_i^2, \quad i = 1, 2, 3;$$

$$D_{12} = \beta_1 \beta_2 - \beta_3, \quad D_{13} = \beta_1 \beta_3 + \beta_2;$$

$$D_{21} = \beta_1 \beta_2 + \beta_3, \quad D_{23} = \beta_2 \beta_3 - \beta_1; \quad D_{31} = \beta_1 \beta_3 - \beta_2, \\ D_{32} = \beta_2 \beta_3 + \beta_1;$$

$$\beta_i = \mu_e B_i, \quad \beta = \beta_1^2 + \beta_2^2 + \beta_3^2 \quad (13)$$

Здесь  $B_i$  – компоненты вектора магнитной индукции  $\mathbf{B} = (B_x, B_y, B_z)$ , индексы 1, 2, 3 соответствуют координатным направлениям  $x, y, z$ . Всюду далее рассматривается магнитное поле вида  $\mathbf{B} = (B_x, B_y, 0)$ .

Система уравнений электродинамики (8), (12), (10) сводится к эллиптическому уравнению для электрического потенциала  $\phi(x, y)$  [8]. Подчеркнем, что, несмотря на двухмерную задачу, все три компоненты плотности электрического тока участвуют в расчетах.

Одним из ключевых факторов является оценка концентрации электронов и их средней частоты столкновений  $\tau_e^{-1}$ . Эти два параметра определяют и уровень проводимости в плазме, и подвижность электронов. Следовательно, параметр Холла  $\beta = \omega \tau_e$ ,  $\omega = e/m_e B$  – циклотронная частота. В ра-

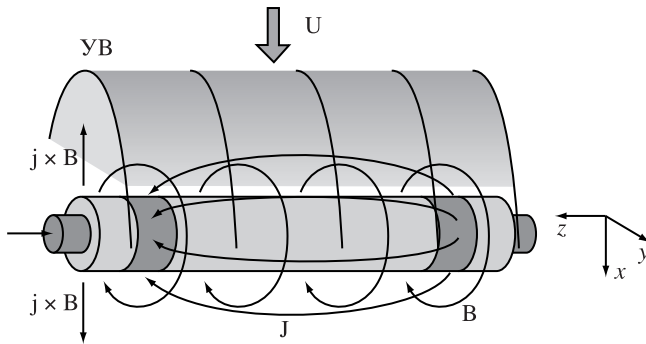
боте рассматриваются две модели среды: модель “равновесной” ионизации и модель “замороженной” ионизации. На основе имевшейся экспериментальной информации (см., например, [6, 9, 10]) заранее трудно сказать, какова степень ионизации присадки (NaK) в тестовой секции. Это удалось выяснить сравнением картины МГД-взаимодействия, получаемой в расчетах и наблюдаемой в экспериментах. Приведем формулировки двух моделей среды в тестовой секции МГД-установки и некоторые априорные рассуждения о целесообразности их рассмотрения.

*Модель равновесной ионизации присадки (E-модель)* предполагает, что ввиду низкой температуры воздуха на входе в тестовую секцию присадка находится в нейтральном состоянии и может ионизоваться только за фронтом головной ударной волны. При этом можно считать, что ионизация близка к равновесной в силу высоких температур в ударном слое и, более того, присадка ионизируется полностью. Это предположение было проверено кинетическими расчетами, в которых скорости ионизации Na и K электронным ударом и скорости трехчастичной рекомбинации оценивались на основе констант скоростей реакций из работы [11]. Таким образом E-модель (*equilibrium ionization*) формулируется следующим образом. Концентрация электронов вне ударного слоя полагается равной нулю; за головной ударной волной считается равновесной, причем полагается, что присадка ионизируется полностью, т.е.  $n_e/n_n = x_s^0$ , где  $x_s^0$  – мольная доля присадки, впрыскиваемой в тракт установки. Всюду далее полагается  $x_s^0 = 0.01$ . Помимо того, что изначально модель равновесной ионизации являлась одним из возможных вариантов для описания эксперимента, она представляет и самостоятельный интерес, поскольку качественно воспроизводит ионизацию газа за фронтом головной ударной волны в условиях реального полета.

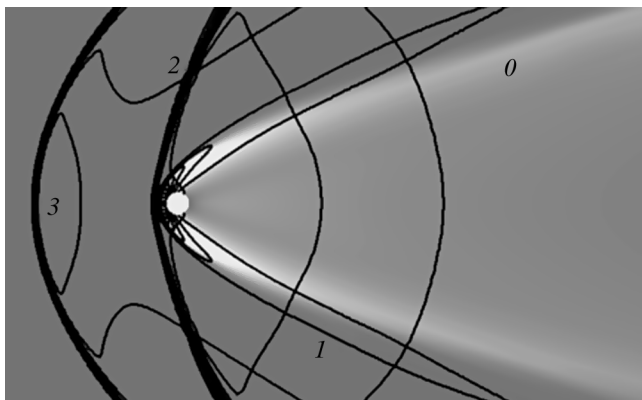
*Модель замороженной ионизации присадки (F-модель)* предполагает, что  $n_e/n_n = x_s^0$  (*frozen ionization*) всюду в тестовой секции. Как уже говорилось, именно такая модель скорее всего соответствует условиям экспериментов.

### 3. ОБТЕКАНИЕ КРУГОВОГО ЦИЛИНДРА С ТОКОМ

Принципиальная схема течения вокруг цилиндра показана на рис. 4. Круговое магнитное поле в плоскости течения создавалось импульсом тока длительностью порядка 2 мс и с амплитудой 40–80 кА, что соответствует значению магнитной индукции на поверхности цилиндра порядка 1–2 Тл (диаметр цилиндра – 16 мм). В расчетах задавались



**Рис. 4.** Схема МГД течения вокруг кругового цилиндра с аксиальным током. Схематично показаны: направление потока ( $U$ ), силовые линии магнитного поля ( $B$ ), линии электрического тока ( $J$ ), плотность электромагнитной силы ( $J \times B$ ), поверхность ударной волны ( $UB$ ).



**Рис. 5.** Положение фронта ударной волны: 0 –  $B = 0$ ; 1 –  $B = 1.5$  Тл, F-модель проводимости, эквипотенциальная граница; 2 –  $B = 1.5$  Тл, F-модель проводимости, изолированная граница; 3 –  $B = 1.5$  Тл, F-модель проводимости без эффекта Холла.

следующие параметры набегающего потока: статическое давление  $P_0 = 33$  Па, статическая температура  $T_0 = 552$  К, скорость  $U_0 = 5000$  м/с, плотность  $\rho_0 = 1.725 \cdot 10^{-4}$  кг/м<sup>3</sup>, число Маха  $M_0 = 9.4$ ,  $\gamma = 1.465$ ,  $W_m = 24$  г/моль,  $n_e/n_n = 0.01$ .

Основные экспериментальные наблюдения можно суммировать следующим образом (более подробную информацию можно найти, например, в [10, 11, 12]). Практически во всех пусках наблюдалось заметное изменение светимости в области холодного потока перед головной ударной волной. Вопреки ожидавшимся общепринятым представлениям не наблюдалось сколь-нибудь заметного отхода ударной волны от поверхности цилиндра. В то же время заметно менялась интенсивность свечения в области ближнего следа за цилиндром и небольшое увеличение угла раскрытия волны также в области следа. Эти достаточно неожиданные факты удалось объяснить с помощью моделирования.

На рис. 5 показаны положения фронта головной ударной волны (по распределению давления) для

нескольких моделей течения в тестовой секции. Экспериментальным условиям соответствует, по нашим представлениям, кривая 1. Картина МГД-взаимодействия, характеризуемая кривой 2, могла бы реализоваться в случае идеально изолированных элементов конструкции установки. Наконец, кривая 3 дает представление о картине течения для случая, когда эффект Холла не учитывается. Заметим, что довольно близкий результат получается в случае использования E-модели проводимости (ионизация присадки только в ударном слое) даже при наличии эффекта Холла, который является ключевым, но не единственным фактором, определяющим характер взаимодействия. Оценки, сделанные на основании данных, приведенных в разделе 2, показывают, что для рассматриваемых условий параметр Холла имеет значение  $10^1$ – $10^2$ . Заметные отличия в картине течения, характеризуемые кривыми 1 и 2, указывают на еще одно важное обстоятельство. Эти два случая отличаются только граничными условиями на внешней границе области. Кривая 1 соответствует эквипотенциальной внешней границе (идеальное заземление), кривая 2 – идеально изолированной. Таким образом, существует второй фактор, кардинально влияющий на характер МГД-взаимодействия – условия замыкания тока. Подробный анализ численных результатов представлен, например, в [12]. Кратко их можно подытожить следующим образом.

При сильном эффекте Холла наличие эквипотенциальной границы (модель 1) предопределяет протекание большого холловского тока во всей области. В этих условиях уровень МГД-взаимодействия весьма низок и фактор  $\sigma/(1 + \beta^2)$  играет решающую роль. Если полный холловский ток равен нулю (модель 2), то влияние фактора  $\sigma/(1 + \beta^2)$  значительно снижается и интенсивность взаимодействия существенно выше. Это выражается в значительно большем раскрытии ударной волны по сравнению с моделью 1. Однако соответствующий общепринятым представлениям заметный отход ударной волны от поверхности тела может быть либо в случае отсутствия эффекта Холла, либо в случае отсутствия взаимодействия перед ударной волной (см. [4, 12]). В рассматриваемых условиях зона непосредственно перед цилиндром является зоной МГД-ускорения и сила имеет компоненту, направленную к поверхности цилиндра. Интенсивность взаимодействия для различных моделей обтекания представлена на рис. 6 зависимостью параметра МГД-взаимодействия от амплитуды магнитного поля. Параметр взаимодействия, определенный как  $S = \frac{1}{\rho_0 U_0^2 Y} \int |\mathbf{f}| dx dy$ , представляет собой отношение интегральной электромагнитной

силы к полному потоку импульса (здесь  $Y$  – размер области в  $y$ -направлении) и подтверждает краткие выводы о характере взаимодействия в различных моделях, обсуждавшиеся выше.

Итак, моделирование показало, что в рассмотренных экспериментальных условиях обтекания цилиндра не следует ожидать отхода ударной волны. Его можно было бы обнаружить, если бы присадка в набегающем потоке была нейтральной. В этом смысле МГД-обтекание тел в условиях реального полета выглядит заметно предпочтительней [4]: естественная граница – поверхность ударной волны блокирует протекание больших холловских токов в ионизованном ударном слое. (Существует также принципиальная возможность нагрева газа перед фронтом волны и, как следствие, изменения числа Маха набегающего потока. Так что отход волны и изменение тепловых потоков на поверхности тела могут прямо зависеть от степени нагрева и лишь косвенно от МГД-взаимодействия). В то же время принятые модели отразили основные черты течения, наблюдавшиеся в экспериментах. В частности, наблюдавшееся увеличение светимости перед фронтом волны и в следе за цилиндром демонстрируется расчетами (рис. 7), если увеличение светимости ассоциируется с ростом температуры газа. Рост температуры газа перед фронтом волны связан с наличием взаимодействия в набегающем потоке. В свою очередь протекающий в холодном потоке холловский ток обуславливает и нагрев газа в набегающем потоке. Точно так же взаимодействие в следе обуславливает как нагрев газа, так и небольшое увеличение угла раскрытия ударной волны в области следа, что также наблюдалось в экспериментах.

#### 4. МГД-ТЕЧЕНИЕ НАД КЛИНОМ

Как уже говорилось, прикладной аспект исследований МГД-течения вокруг цилиндра состоит в защите передних кромок поверхностей аппарата от

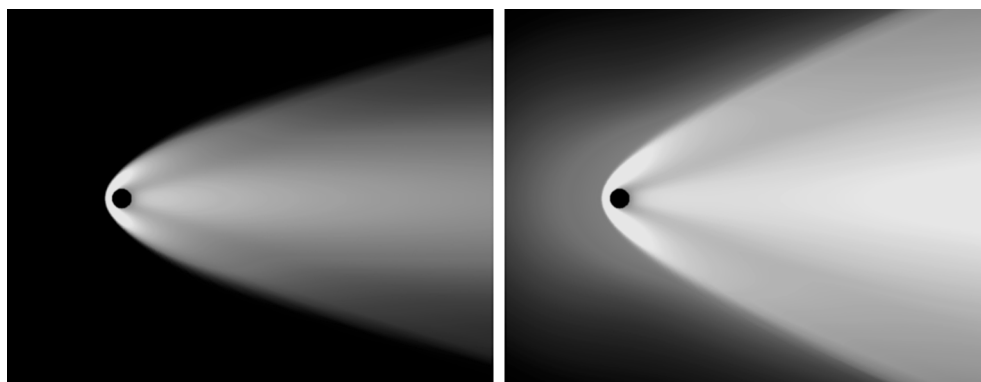


Рис. 7. Поле температуры: слева –  $B = 0$ , справа –  $B = 1.5$  Тл, F-модель проводимости, эквипотенциальная граница.

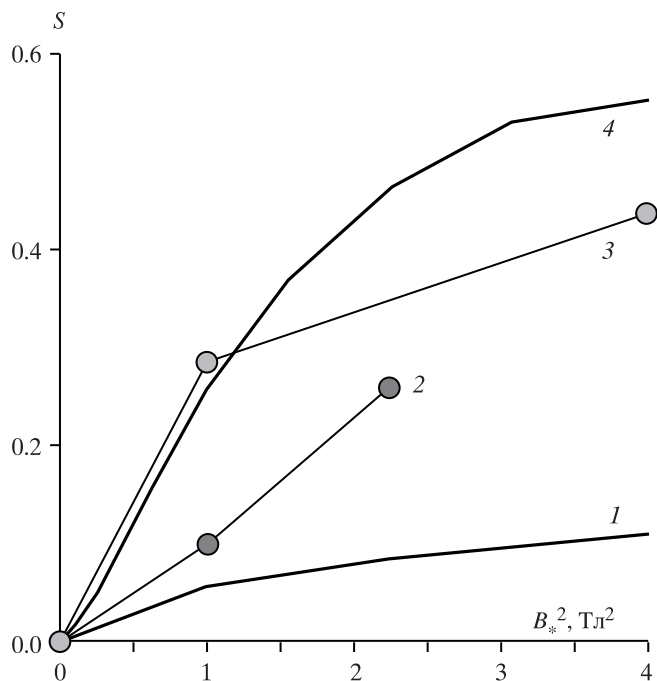


Рис. 6. Параметр МГД взаимодействия  $S$  для нескольких моделей течения: 1 – F-модель проводимости, эквипотенциальная граница; 2 – F-модель проводимости, изоляционная граница; 3 – F-модель проводимости без эффекта Холла; 4 – E-модель проводимости, эквипотенциальная граница.

тепловых перегрузок с помощью магнитного поля [1]. Такая возможность в первую очередь ассоциируется с заметным отходом волны от поверхности тела, чего в экспериментальных условиях обнаружить было невозможно. “Видимое” положительное воздействие магнитного поля на поле течения наблюдалось лишь в следе за цилиндром, что никак не влияло на отход волны вблизи лобовой части цилиндра. Это обстоятельство можно попытаться использовать при обтекании клина: МГД-взаимодействие будет “работать” в области за косым скачком (не обязательно вблизи передней кромки). Ожидаемый эффект – увеличение угла между косым скачком и поверхностью аналогичен взаимодействию в следе

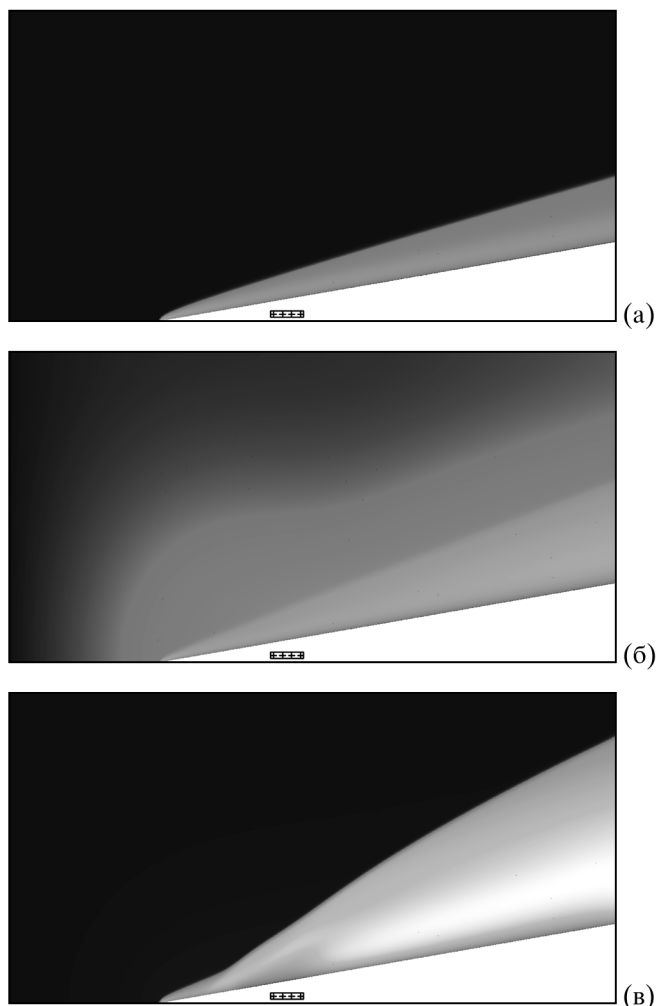


Рис. 8. Распределение температуры: (а) –  $B = 0$ ; (б) –  $B = 2$  Тл, F-модель проводимости; (в) –  $B = 2$  Тл, E-модель проводимости.

за цилиндром, но приводит к “положительным” результатам.

При моделировании рассматривались следующие условия в набегающем потоке: статическое давление  $P_0 = 33$  Па, статическая температура  $T_0 = 575$  К, скорость  $U_0 = 5000$  м/с, плотность  $\rho_0 = 1.725 \cdot 10^{-4}$  кг/м<sup>3</sup>, число Маха  $M_0 = 9.84$ ,  $\gamma = 1.35$ ,  $W_m = 25$  г/моль. Длина клина в направлении потока – 15 см, угол – 10°. Магнитная система аналогична той, что применялась и при обтекании цилиндра, с той разницей, что внутри клина располагалось несколько проводов. При решении задачи (1)–(13) на границах области (рис. 8) задавались следующие граничные условия. На стенке – условия прилипания и температура стенки,  $T_w = 300$  К. На верхней и правой границе – “выносные” условия: параметры течения экстраполировались на границу из области. Часть границы между входной (левой) и поверхностью клина считалась осью симметрии. Электродинамическая часть задачи решалась при следующих граничных условиях. Поверхность клина считалась электрическим изолятором, на ней задавалось условие  $j_n = \mathbf{j} \cdot \mathbf{n} = 0$ , где  $\mathbf{n}$  – единичный вектор нормали к поверхности. Такое же условие, моделирующее изоляционные стенки тестовой секции, задавалось и на верхней границе области. Левая и правая границы считались эквипотенциальными,  $\varphi = 0$  (заземление стенок сопла и диффузора).

Рис. 8 демонстрирует поля температуры для трех случаев. На рис. 8б показан базовый вариант, соответствующий экспериментальным условиям и F-модели проводимости. Отметим два характерных признака: наличие МГД-взаимодействия в области над косым скачком, обусловленное неравновесной ионизацией присадки во всей области и небольшим увеличением угла между скачком и поверхностью клина вследствие взаимодействия в ударном слое.

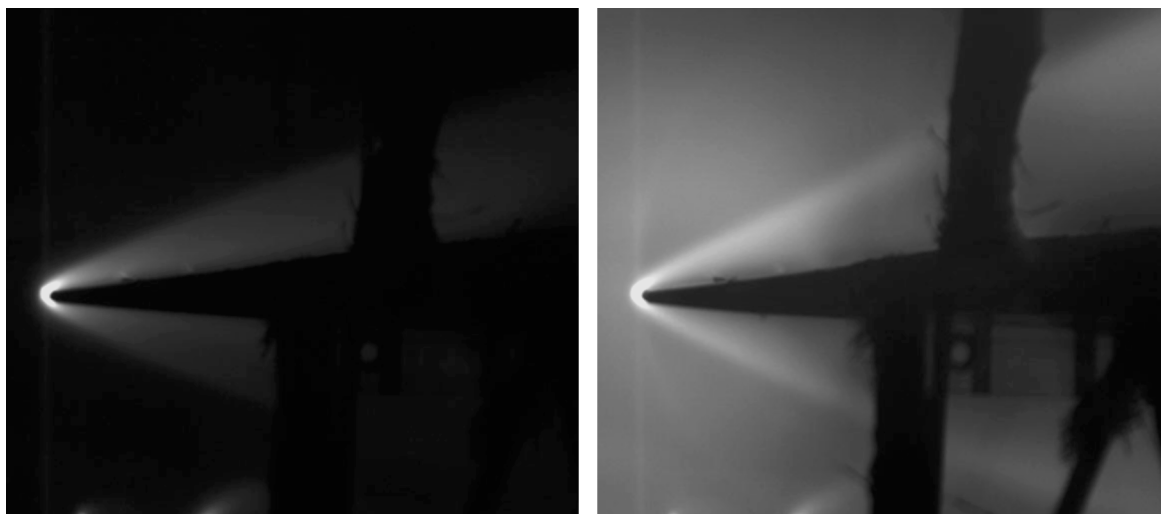
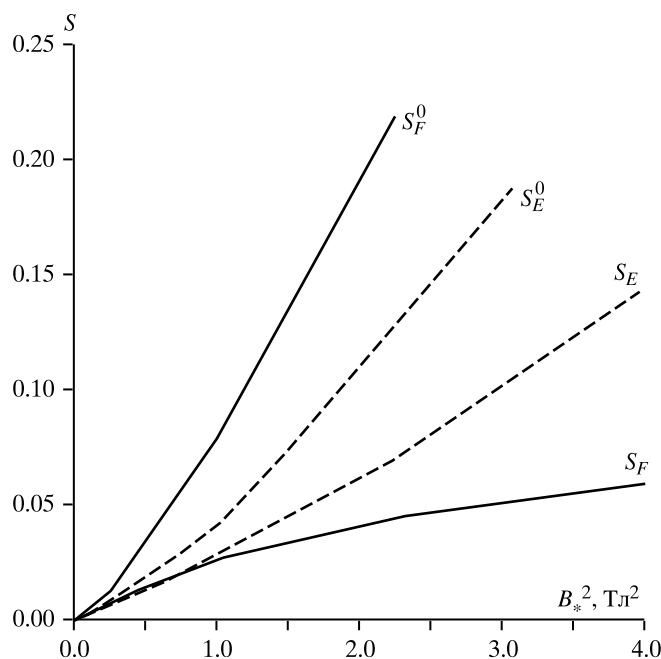


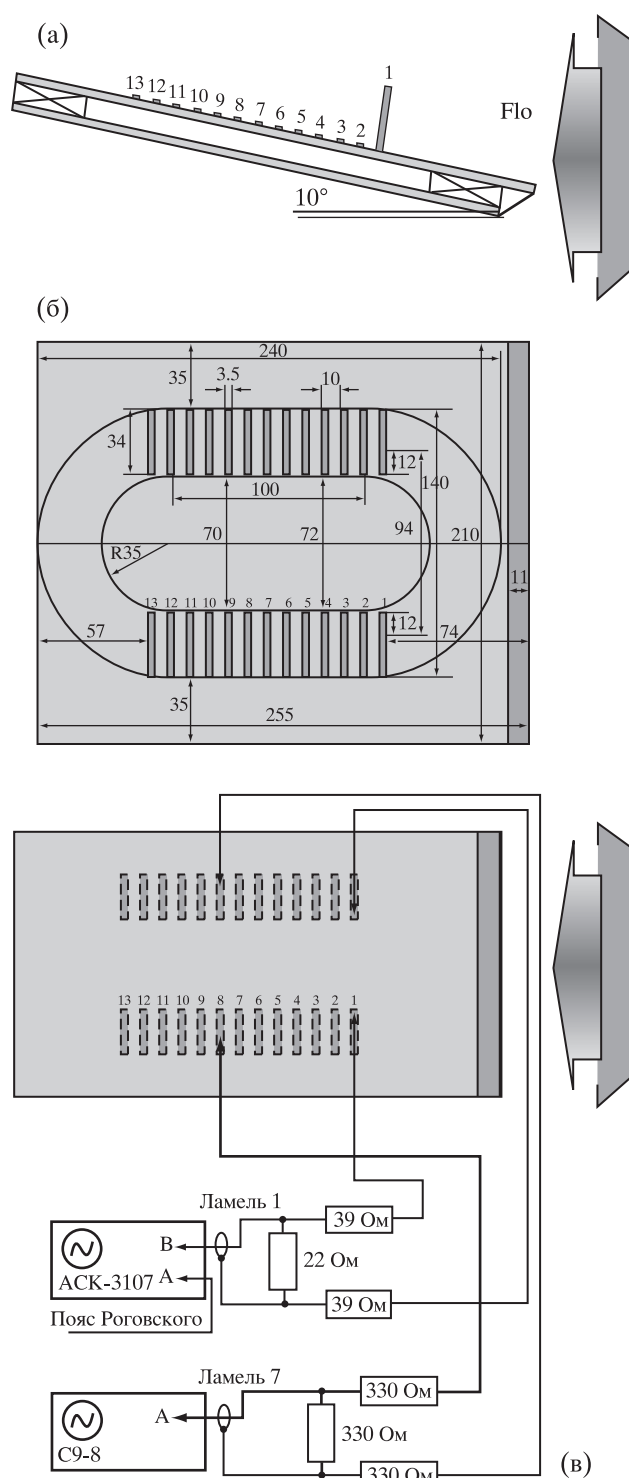
Рис. 9. Визуализация течения на клине. Слева –  $B = 0$ ; справа –  $B_{\max} = 2$  Тл, 2 мс – импульс.





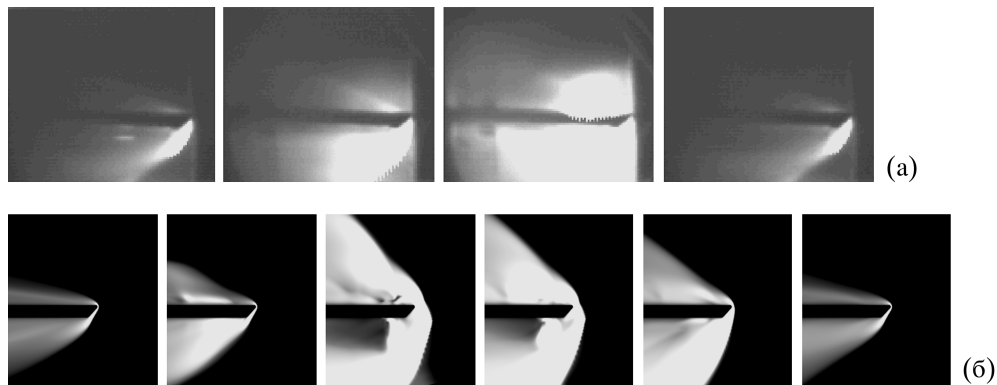
**Рис. 10.** Зависимость параметра МГД-взаимодействия от квадрата характеристического магнитного поля:  $S_F$  – F-модель проводимости;  $S_F^0$  – F-модель проводимости;  $S_E$  – E-модель;  $S_E^0$  – E-модель без эффекта Холла;  $S_F^0$  – F-модель без эффекта Холла.

Для сравнения на рис. 8в показано поле температуры для случая равновесной ионизации присадки (E-модель) в ударном случае. Как и предполагалось, интенсивность взаимодействия во втором случае заметно выше, что выражается в значительно большем увеличении угла между косым скачком и поверхностью. Причиной этого, как уже было сказано ранее (см. также [12, 14]), является значительное снижение холловского тока, протекание которого ограничено изоляционными поверхностями клина и косого скачка. Температура в ударном слое также выше ( $T_{\max} \sim 5600$  К). Этот случай качественно соответствует полетным условиям. На рис. 9 представлена визуализация течения, полученная при длительности импульса тока 2 мс в магнитной системе. Данный импульс, по нашим оценкам, обеспечивал на поверхности проводников магнитную индукцию  $B_{\max} \sim 2$  Тл. Сравнение с рис. 8б показывает качественное сходство поля температуры (расчет) с распределением интенсивности свечения (эксперимент). Количественная характеристика интенсивности МГД-взаимодействия, выражаемая отношением интегральной электромагнитной силы к полному потоку импульса, представлена на рис. 10. Самый низкий уровень соответствует экспериментальным условиям. Так же, как и в случае цилиндра, максимальный уровень мог бы достигаться при отсутствии эффекта Холла. Любопытно, что в такой ситуации наиболее интенсивное взаимо-

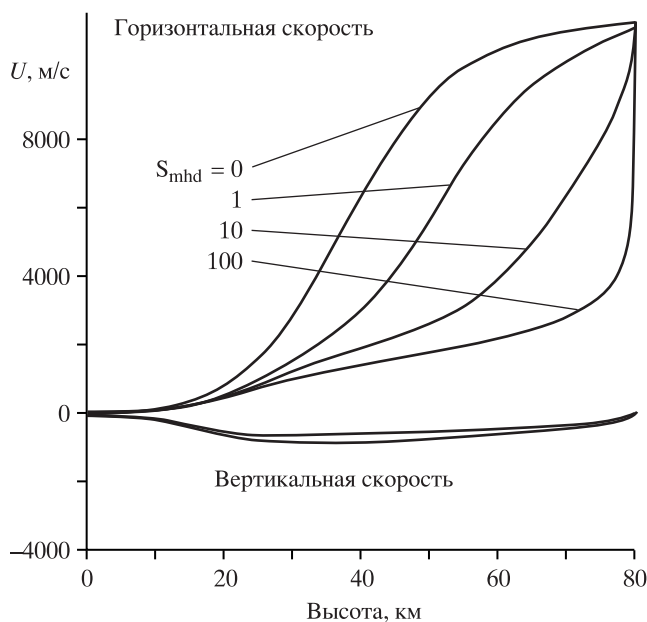


**Рис. 11.** Конструкция экспериментального бортового МГД-генератора: (а) – вид сбоку; (б) – вид сверху, расположение магнитной системы и электродов; (в) – вид сверху, расположение электродов и измерительная схема.

действие достигается с F-моделью проводимости, поскольку оно имеет место во всей области, а не только в ударном слое, как в E-модели проводимости. Анализ, представленный в [12], показывает, что принципиальных отличий в структуре МГД-



**Рис. 12.** Визуализация течения в модельном МГД-генераторе: (а) – эксперимент, (б) – расчет, температура при импульсе магнитного поля 2 Т;  $M = 12$ , угол атаки  $-2.5^\circ$ .



**Рис. 13.** МГД-парашют: эволюция скорости аппарата в зависимости от интенсивности МГД-взаимодействия. Начальные условия: высота – 80 км, горизонтальная скорость – 11.4 км/с, вертикальная скорость – 0, угол атаки –  $30^\circ$ ;  $S_{mhd}$  – параметр МГД-взаимодействия.

взаимодействия при обтекании цилиндра и клина нет. Зона наиболее интенсивного взаимодействия и в том, и в другом случаях располагается ниже по потоку от магнита. Эффект МГД-взаимодействия тоже одинаков: торможение потока и раскрытие волны. В случае клина именно этот факт может иметь практическое значение при решении задачи оптимизации течения на входе в воздухозаборник гиперзвукового аппарата с помощью МГД-метода. В обоих случаях зона вблизи магнита – зона МГД-ускорения. Она относительно мала в случае клина, но предопределяет отсутствие, согласно общепринятым представлениям, отхода ударной волны в магнитном поле в случае цилиндра с током.

## 5. МГД-ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОМ БОРТОВОМ МГД-ГЕНЕРАТОРЕ

Одной из основных практических целей исследований МГД-взаимодействия в гиперзвуковой МГД-установке (кратко представленных выше) была демонстрация возможности извлечения электрической мощности в поверхностном МГД-генераторе. Первые оценки эффективности бортового генератора, предпринятые в начале 1990-х годов, были представлены в [13]. Пожалуй, главное отличие бортового генератора от традиционных заключается в отсутствии элементов конструкции, выступающих в поток. Принципиальная конфигурация магнитной системы может быть той, что уже рассматривалась. Простейшим для реализации генератором может быть фарадеевский или холловский генератор. В любом случае электродная система располагается на поверхности тела. В экспериментальных исследованиях была реализована конструкция [14, 15], схематично представленная на рис. 11. Магнитная система в виде катушки находилась внутри пластины из огнеупорного материала, 13 пар электродов располагались равномерно вдоль потока; каждая пара располагалась симметрично относительно центральной оси пластины, направленной вдоль потока, и имела внутреннюю цепь. Таким образом, предполагалось организовать фарадеевский или (при соответствующей внешней цепи) холловский генератор.

Анализ газодинамических и электродинамических полей и их сравнение с полученными экспериментальными данными позволили выявить недостатки начальной конструкции. Важным элементом анализа оказалось рассмотрение электродинамических характеристик в плоскости, перпендикулярной плоскости течения. Было установлено [10, 14, 15], что эффект Холла не позволит получить количественно приемлемый фарадеевский ток в существ-

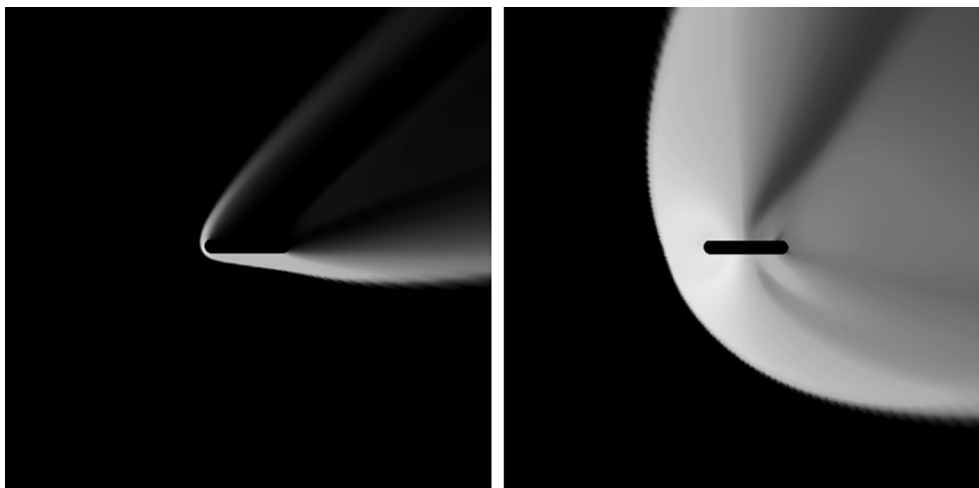


Рис. 14. Поле давления для  $B^* = 0$  (слева) и  $B^* = 2$  Тл (справа); угол атаки –  $30^\circ$ .

вующей конструкции. Поэтому было решено первую пару электродов сделать в виде сильноточных электродов диаметром 2 мм, выходящих в поток. Причина такого решения заключалась не в наличии предположительно большого приэлектродного сопротивления на контакте электрод–плазма, а в конфигурации электрического тока при наличии эффекта Холла. В наиболее удачных пусках удавалось получать ток в тестовой паре сильноточных электродов 1 А при напряжении 60 В, т.е. извлекаемая мощность составила 60 Вт на пару.

Структуру течения в экспериментальном генераторе можно видеть на рис. 12а. Обращает на себя внимание тот факт, что интенсивность взаимодействия, судя по всему, выше в области под пластиной, несмотря на то, что обтекание пластины под углом атаки должно обеспечивать более высокие температуры над пластиной. Аналогичный результат и качественно похожая структура обтекания были получены в расчетах с использованием F-модели проводимости и для изолированной внешней границы, рис. 12б. Полной аналогии численной и экспериментальной картины течения ожидать не следует, поскольку и геометрия электродной системы, и геометрия магнитной системы определяют трехмерный характер электродинамических полей. Тем не менее, первый опыт получения электрической энергии из гиперзвукового потока представляется положительным.

## 6. МГД-ПАРАШЮТ

Выше было рассмотрено влияние внешнего магнитного поля на течение вокруг обтекаемого тела и не анализировалось взаимодействие индуцируемых в плазме токов с магнитным полем. В рас-

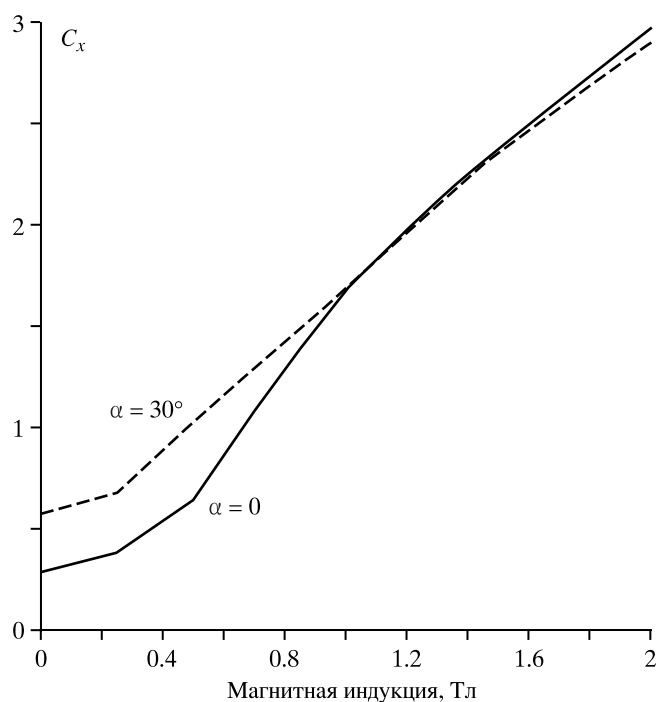


Рис. 15. Зависимость коэффициента сопротивления от величины характеристического магнитного поля для двух значений угла атаки.

смотренных случаях магнитное поле порождалось одним или несколькими линейными токами, с которыми должны взаимодействовать токи в плазме. Поскольку индуцирующее поле проводники связаны с телом, взаимодействие токов в плазме и токов в магнитной системе должно приводить к силовому воздействию плазмы на обтекаемое тело. Таким образом, помимо сил давления и вязкости, на тело действует сила, обусловленная МГД-взаимодействием. В ходе исследований, рассмотренных выше, была предложена идея снижения тепловых

потоков на поверхности аппарата (или даже в более широком смысле – управления траекторией) за счет организации МГД-взаимодействия в плазме ударного слоя вокруг аппарата. Иначе говоря, МГД-взаимодействие может использоваться для ускоренного торможения аппарата (МГД-парашют) в верхних слоях атмосферы, с тем чтобы при входе в плотные слои атмосферы скорость аппарата была невысокой и, соответственно, тепловые потоки на поверхности – приемлемо низкими.

Идею ускоренного МГД-торможения демонстрирует рис. 13. Оценка кинематики полета была выполнена [16, 17] на основе простейшей качественной модели динамики материальной точки, в которой интегральная электромагнитная сила характеризуется параметром МГД-взаимодействия. В зависимости от интенсивности взаимодействия горизонтальная скорость аппарата может быть понижена в несколько раз до входа в плотные слои атмосферы, в то время как плотность теплового потока пропорциональна кубу скорости.

Если пренебречь принципиальной возможностью извлечения энергии из потока, то следует отметить, что МГД-парашют не требует использования элементов конструкции, выступающих в поток. Важным обстоятельством представляется также принципиальная возможность применения низких магнитных полей по сравнению с полем классического магнитного диполя в носовой части аппарата: для одинаковых значений параметра МГД-взаимодействия характерные значения магнитного поля пропорциональны квадратному корню из размера магнитной системы. За счет организации взаимодействия в большом объеме, например над и под крылом, можно теоретически использовать магнитные системы, создающие весьма умеренные магнитные поля. Однако возможность организации эффективного МГД-взаимодействия в реальном газе над протяженным телом требует специального рассмотрения, обусловленного низкими давлениями и, как следствие, низкими скоростями химических процессов, а также неравновесными явлениями. Первые оценки этой идеи были выполнены для модели лабораторного масштаба и условий рассматриваемой в работе экспериментальной МГД-установки.

МГД-парашют рассматривается как короткозамкнутый бортовой МГД-генератор (рис. 11). В численных оценках применялась E-модель проводимости и мольная доля нейтральной присадки полагалась равной 1%. Таким образом, качественно моделируется ионизация воздуха за сильной ударной волной. Параметры набегающего потока:  $P_0 = 33$  Па,  $T_0 = 552$  К,  $V_0 = 5000$  м/с,

$\rho_0 = 1.725 \cdot 10^{-4}$  кг/м<sup>3</sup>,  $M_0 = 9.44$ . Рассмотрено обтекание плоской пластины с цилиндрическими носовой и кормовой частями. Длина пластины составляет 9.6 см, радиус закругления – 0.8 см. Магнитная система (в предположении плоского течения) представляет собой два линейных проводника с током, создающих магнитное поле, перпендикулярное в центре пластины к ее поверхности. Расчеты были выполнены для нескольких углов атаки. Пример поля давления для угла атаки  $\alpha = 30^\circ$  представлен на рис. 14. Интегральный эффект воздействия магнитного поля на течение представлен на рис. 15 зависимостью коэффициента сопротивления модели экспериментального масштаба от величины характерной магнитной индукции (которая достигается только на поверхности проводников). Основной эффект заключается в увеличении сопротивления в три раза, что, собственно, и характеризует потенциал МГД-управления течением. Другая особенность заключается в том, что при больших полях ( $B^* > 1$  Тл) форма тела и угол атаки не играют особой роли: характеристики торможения определяются МГД-взаимодействием в большом объеме.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлен краткий обзор результатов исследований МГД-взаимодействия в гиперзвуковом потоке для условий экспериментальной МГД-установки. Анализ расчетных и экспериментальных результатов позволил разработать физическую и вычислительную модель, правильно отражающую основные особенности МГД-течения вокруг простых геометрических тел. С помощью этой модели были установлены ключевые факторы, определяющие структуру поля течения. Это – эффект Холла, условия замыкания тока в области и возможность неравновесной ионизации в набегающем холодном потоке. Было установлено, что структура зон взаимодействия качественно одинакова и при обтекании цилиндра с током, и при обтекании клина. В частности, перед цилиндром всегда расположена зона МГД-ускорения, в которой электромагнитная сила направлена к поверхности тела. Поэтому ни в экспериментах, ни в расчетах не наблюдалось сколь-нибудь заметного отхода ударной волны от поверхности и ассоциируемого с этим снижения тепловых потоков в стенку. В то же время взаимодействие в следе цилиндра (или в ударном слое над клином), в зоне МГД-генерации, является весьма интенсивным. И в случае цилиндра, и в случае клина имеет место увеличение угла раскрытия ударной волны (или косоугольного скачка на клине).

Продемонстрирован первый бортовой МГД-генератор лабораторного масштаба. С помощью

численного моделирования найдена конфигурация, обеспечившая в экспериментах извлечение электрической мощности из гиперзвукового потока.

В ходе исследований была предложена идея ускоренного торможения аппарата в верхних слоях атмосферы – МГД-парашют. Она может рассматриваться как альтернатива классической электромагнитной тепловой защите поверхности. Идея состоит в том, чтобы не защищать поверхность от высоких тепловых нагрузок, а предотвращать их, обеспечивая МГД-торможение на высотах, где тепловые потоки еще невысоки. Обеспечение эффективного торможения может быть организовано в объемах плазмы, много больших размеров носовой части. Кроме того, организация МГД-взаимодействия на таких масштабах потенциально не требует создания высоких магнитных полей. Конечно, все это требует специальных исследований.

Работа выполнена при частичной поддержке по Программе Президиума РАН №11, гранту РФФИ № 08-08-00998-а.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bityurin O.A., Zeigarnik O.A., Kuranov A.L.* On a Perspective of MHD Technology in Aerospace Applications // AIAA Paper 96-2355, 1996.
2. *Bityurin O.A., Bocharov A.N., Lineberry J.T.* MHD Aerospace Applications // Int. Conf. On MHD Power Generation and High Temperature Technologies. Beijing RPC, 1999. V. 3. P. 793.
3. *Зубков А.И., Турский Г.А., Левин В.А., Сахаров В.И.* Снижение тел в атмосфере Земли и планет со сверх- и гиперзвуковыми скоростями при наличии физико-химических превращений, теплообмена и излучения // Отчет № 4507. М.: НИИ механики МГУ. М., 1998.
4. *Битюрин В.А., Бочаров А.Н.* Магнитогидродинамическое взаимодействие при обтекании затупленного тела гиперзвуковым воздушным потоком // МЖГ. 2006. № 5. С. 188.
5. *Bityurin O.A., Potebnja O.G., Alferov O.I.* On MHD Control of Hypersonic Flows. Planning of Experimental Studies of MHD Effects on Bow Shock // 34<sup>th</sup> SEAM. USA. Mississippi, June 18–20 1997. P. 4.4.1.
6. *Bityurin O.A., Lineberry J.T., Potebnya O.G. et al.* Assessment of Hypersonic MHD Concepts // 28<sup>th</sup> Plasmadynamics and Lasers Conference. Atlanta, GA: AIAA Paper 97-2393, June 23–25. 1997.
7. *Андриатис А.В., Жлуктов С.А., Соколова И.А.* Транспортные коэффициенты смеси воздуха химически неравновесного состава // ЖММ. 1992. Т. 4. № 1. С. 44.
8. *Ватажин А.Б., Любимов Г.А., Резицер С.А.* Магнитогидродинамические течения в каналах // М.: Наука, 1970.
9. *Lineberry J.T., Bityurin V.A., Bocharov A.N.* MHD Flow Control Studies. Analytical Study of MHD Flow Interaction Around a Right Circular Cylinder in Transverse Hypersonic Flow // In: Proc. of 14<sup>th</sup> Intern. Conf. On MHD Electrical Power Generation and High Temp. Technologies. Maui. Hawaii, May 20–25 2002. P. 135.
10. *Bityurin O., Bocharov A., Baranov D., Bychkov S.* Power Extraction Experiment with a Surface MHD Generator in Hypersonic Airflow // 38<sup>th</sup> AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference In conjunction with the 16<sup>th</sup> International Conference on MHD Energy Conversion. Miami.: AIAA-2007-3882. June 25–28. 2007.
11. *Macheret S.O., Shneider M.N., Candler G.O. et al.* Magnetohydrodynamic Power Generation for Planetary Entry Vehicles // 35<sup>th</sup> AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference. Portland. Oregon: AIAA 2004-2560, 28 June–1 July 2004.
12. *Битюрин В.А., Бочаров А.Н.* Обзор моделей гиперзвуковых МГД течений // 3-я Школа-семинар по магнитоплазменной аэродинамике. М., 8–10 апреля 2008. С. 216.
13. *Битюрин В.А., Иванов В.А., Бочаров А.Н.* МГД управление космическим аппаратом в верхней атмосфере // Техн. отчет 94/3. М.: ИВТАН–АНРА, 1994. 37 с.
14. *Bityurin O.A., Bocharov A.N., Lineberry J.* Study of MHD Interaction in Hypersonic Flows // 15<sup>th</sup> Int. Conf. On MHD Energy Conversion. Moscow, May 24–27 2005. V. 2. P. 399.
15. *Bityurin O.A., Bocharov A.N., Lineberry J.T.* Results of Experiments on MHD Hypersonic Flow Control // 35<sup>th</sup> AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference. Portland. Oregon: Paper AIAA-2004-2263, 28 June–1 July.
16. *Bityurin V.A., Bocharov A.N., Lineberry J.T.* Study of MHD Interaction in Re-Entry Flow // 4<sup>th</sup> International Symposium Atmospheric Reentry Vehicles & Systems. 21–23 March 2005, Arcachon-France.
17. *Bityurin O.A., Bocharov A.N.* MHD Flow Control in Hypersonic Flight // 15<sup>th</sup> Int. Conf. On MHD Energy Conversion. Moscow, May 24–27, 2005. V. 2. P. 429.