

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ В КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКЕ ТЕЛА, ОБТЕКАЕМОГО ИОНИЗОВАННЫМ ГАЗОМ

А. Е. КОНОВАЛОВ

(Москва)

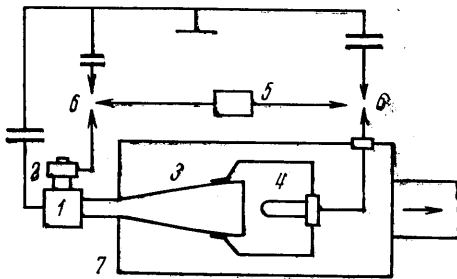
Теоретическому исследованию возможности управления с помощью магнитного поля течением ионизованного газа с целью уменьшения тепловых потоков в окрестности критической точки посвящено значительное количество работ [1, 2]. В них показано, что в реальных условиях можно добиться заметного уменьшения тепловых потоков. Цель настоящей работы — экспериментальное изучение воздействия магнитного поля на теплопередачу к телу.

На импульсной установке исследуется обтекание тела с дипольным магнитным полем потоком с высокой энтальпией торможения. Рассмотрены два случая ориентации магнитного поля в критической точке — перпендикулярно и параллельно поверхности тела. В экспериментах проводилось фотографирование картины обтекания и измерялся тепловой поток в критической точке тела в форме цилиндра с полусферическим концом.

Приводятся фотографии обтекания и графики зависимости расстояния отхода ударной волны и теплового потока от параметра магнитного взаимодействия.

1. Экспериментальная установка.

Эксперименты проводились на установке импульсного действия (фиг. 1, где 1 — ускоритель, 2 — электродинамиче-



Фиг. 1

ский клапан, 3 — сопло, 4 — модель, 5 — блок высокоскоростной поток газа создавался с помощью коаксиального ускорителя, соединенного с конденсаторной батареей 1500 мкф. При начальном напряжении на конденсаторах 2 кВ амплитудное значение тока в ускорителе 40 кА. Ускоритель работал в ждущем режиме следующим образом. В канале ускорителя 1, соединенном с вакуумной емкостью, создавалось давление 10^{-4} мм рт. ст. На электроды ускорителя подавалось напряжение. При напуске в ускоритель воздуха с помощью быстродействующего клапана 2 между электродами возникал пробой и начинался разряд конденсаторной батареи, соединенной с электродами. Время истечения ионизованного газа 100 мксек.

Ускоритель был соединен с цилиндрическим каналом диаметром 3 см и длиной 40 см, который переходил в расширяющееся сопло 3 из оргстекла длиной 50 см и диаметром на срезе 9,4 см. Сопло имело конический участок, переходящий затем в цилиндрический. Угол конуса был взят равным углу расширения струи в вакууме, найденному экспериментально.

Испытываемая модель 4 помещалась на оси вытекающей из сопла струи на расстоянии 5 см от среза сопла. Модель имела форму цилиндра с полусферическим наконечником, обращенным навстречу потоку, и была изготовлена из плексигласа. Радиус полусферы 1 см. Магнитное поле создавалось катушкой, магнитная индукция в критической точке достигала 1,2 Т.

Синхронизация включения поля с моментом пуска установки осуществлялась с помощью блока управления 5 и разрядников 6 в цепи контура и ускорителя.

Наряду с наиболее часто рассматриваемой ориентацией магнитного поля, когда ось симметрии катушки совпадает с осью модели, проводились также эксперименты при перпендикулярном расположении осей.

Сопоставив соответствующие характерные времена, с погрешностью не более 5%, можно считать, что обтекание модели происходит при постоянном магнитном поле.

Параметры потока, усредненные по времени, имели следующие значения: $\rho_{\infty} = 0.5 \cdot 10^{-6}$ г/см³, $p_{\infty} = 0.01$ атм, $u_{\infty} = 1.4 \cdot 10^6$ см/сек, $h^* = 10^5$ дж/г, $T_{\infty} = 5000^\circ$ К, $\sigma_{\infty} = 0.1$ См/см, $M_{\infty} = 9$, $Re = 1000$.

Здесь даны общепринятые обозначения плотности, давления, скорости, энтальпии торможения, температуры, проводимости, чисел Маха и Рейнольдса (на 1 см). Индекс ∞ соответствует невозмущенному течению. Эти данные получены путем пересчета из результатов измерений полного импульса и энтальпии торможения струйки тока на оси струи сопла с помощью таблиц термодинамических функций воздуха [3].

2. Измерения. Параметры потока измерялись на оси струи в 5 см за срезом сопла. Определялись две интегральные по времени величины: импульс и энтальпия торможения.

Импульс измерялся по методу баллистического маятника. Маятник представлял собой подвешиваемый полый цилиндр, в одно из оснований которого была вставлена трубка. По ней струйка попадала в цилиндр. Для защиты маятника от воздействия внешней струи применялся экран в виде усеченного конуса с острой кромкой, ограничивающей входное отверстие, равное входному отверстию трубки.

Как показывают оценки, взаимодействие струйки с маятником можно считать «неупругим». Импульс вытекающей обратно из маятника струйки на порядок меньше втекающего импульса из-за сильного охлаждения газа в корпусе маятника.

Энтальпия торможения измерялась калориметром той же формы, что и маятник. Калориметр имел 10 теплоизолированных секций из меди, температура которых непрерывно регистрировалась с помощью термопар и самописца ЭПП-09М. Погрешность измерений 10%. Магнитная индукция в критической точке измерялась магнитным датчиком в виде катушки [4]. Результаты измерений хорошо совпадали с расчетными значениями для поля токового витка.

Для фотографирования процесса обтекания модели использовался скоростной фоторегистратор СФР. Синхронизация работы установки и СФР осуществлялась с помощью блока, формирующего управляющие импульсы высокого напряжения с регулируемым сдвигом по времени. Съемка велась в режиме лупы времени со скоростью 125 000 кадр./сек в собственном свете.

Для измерения тепловых потоков в ударных трубах обычно используют калориметрический термометр сопротивления в виде платиновой пленки толщиной несколько сотых миллиметра [5]. Использование подобной методики в условиях сильного магнитного поля, по-видимому, затруднительно из-за взаимодействия тока в измерительной цепи с магнитным полем. Поэтому в настоящей работе был применен метод массивного калориметра, который поглощал все количество тепла, подводимое к его поверхности за время эксперимента. Количество тепла определялось по изменению температуры калориметра после запуска. Температура калориметра регистрировалась с помощью хромель-копелевой термопары. Погрешность измерений не более 10%.

Калориметр устанавливался в критической точке модели заподлицо с ее поверхностью и представлял собой медный кружок диаметром 2.1 мм и толщиной 0.8 мм. Термопара располагалась на задней стенке калориметра. Эта стенка не имела контакта с моделью во избежание утечек тепла.

Тепловой датчик давал хорошо воспроизводимые показания после небольшой тренировки в три-четыре запуска установки.

3. Результаты измерений. Эксперименты проводились при постоянном режиме работы установки. Изменялось лишь магнитное поле в критической точке модели в пределах от 0 до 1.2 Т.

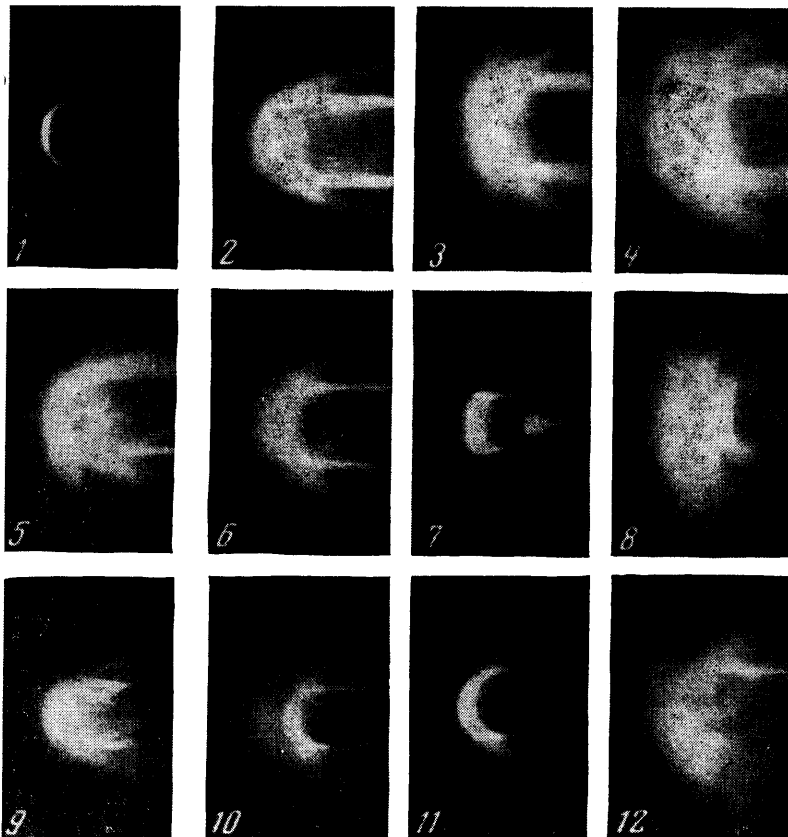
На фиг. 2 представлены фотографии обтекания моделей, полученные с помощью СФР при экспозиции 8 мксек. На фотографии 1 показан момент прихода газового сгустка, на фотографии 2 — установившееся квазистационарное обтекание модели через 10 мксек. Магнитное поле при этом отсутствует.

Кадры 3 и 4 получены при осесимметричном магнитном поле с индукцией в критической точке 0.6 и 1.2 Т соответственно. Из снимков видно, что толщина светящейся области на полусфере увеличивается с ростом магнитного поля. Эта закономерность наблюдалась в [6]. Сама светящаяся область состоит из двух частей, похожих на шляпки грибов, надетые одна на другую. Следует отметить увеличение толщины светящегося слоя на цилиндрической части модели при увеличении магнитного поля.

На фотографиях 5, 6 показано обтекание модели (две проекции) для случая, когда ось симметрии магнитной катушки перпендикулярна оси

симметрии модели. Магнитное поле $0.4 T$. В этом случае картина обтекания имеет одну плоскость симметрии (кадр 6), лежащую перпендикулярно оси катушки.

Для большего проявления воздействия магнитного поля на картину течения проводилось фотографирование одной магнитной катушки (фотографии 7–12) с током и без тока.



Фиг. 2

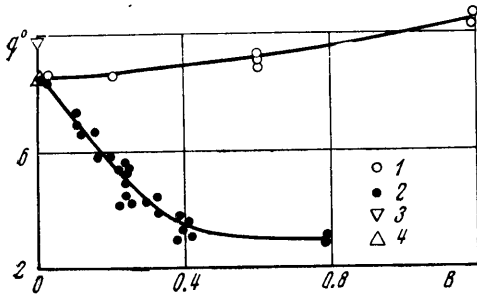
На кадрах 7, 8 катушка расположена осесимметрично. Катушка без тока вносит небольшие возмущения (кадр 7) в поток. На снимке видна светящаяся струйка, проходящая через осевое отверстие катушки. При включенном магнитном поле размер возмущенной зоны значительно увеличивается (кадр 8). Область свечения имеет структуру. Так как отверстие в катушке оказывается закрытым магнитной пробкой, то на этом снимке светящейся струйки в приосевой области не видно.

На фотографиях 9, 10 ось симметрии катушки расположена вертикально. Возмущение потока при выключенном поле здесь более заметно, чем в осесимметричном случае (фотография 9). При включенном магнитном поле (фотография 10) область свечения перед катушкой разделена на две части более темной зоной.

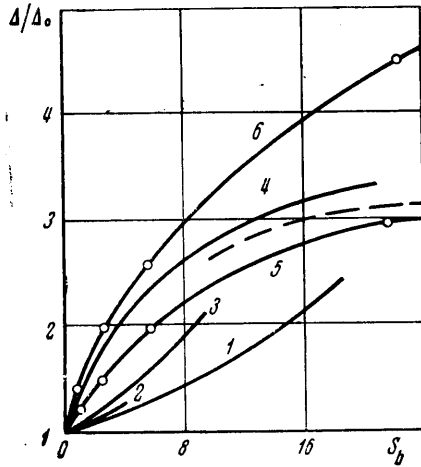
Если ось симметрии катушки направлена на наблюдателя, то картина обтекания имеет вид, показанный на снимках 11, 12 (с выключенным и включенным магнитным полем соответственно). Здесь область свече-

ния перед телом также разделена на две части, причем верхняя по потоку часть расположена несимметрично (кадр 12).

Для определения расстояния между телом и ударной волной на микрофотометре измерялась плотность почернения на негативах в направлении по оси модели. Для всех полученных профилей толщина скачка (области сильного изменения почернения) одного порядка с толщиной



Фиг. 3



Фиг. 4

слоя за скачком. Поэтому расстояние между телом и ударной волной будет зависеть от способа его определения.

Результаты измерений теплового потока показаны на фиг. 3. Величина $q^\circ = q\sqrt{R}/\sqrt{P}$ имеет размерность $\text{квт}/\text{см}^{3/2} \cdot \text{атм}^{1/2}$, магнитная индукция B дана в теслах. Для сравнения даны результаты измерений, полученные в [7, 5] без магнитного поля (точки 3, 4).

При осесимметричной ориентации магнитного поля тепловой поток в критической точке увеличивается с ростом магнитной индукции (1). В случае поворота магнитного поля на 90° тепловой поток уменьшается с ростом индукции более чем в 2 раза (2).

4. Обсуждение результатов измерений. Большинство работ, в которых исследуется гиперзвуковое обтекание тел с дипольным магнитным полем в окрестности критической точки, посвящено нахождению зависимости положения отошедшего скачка от параметра магнитного взаимодействия $S_b = \sigma B^2 R / (\rho_\infty u_\infty)$.

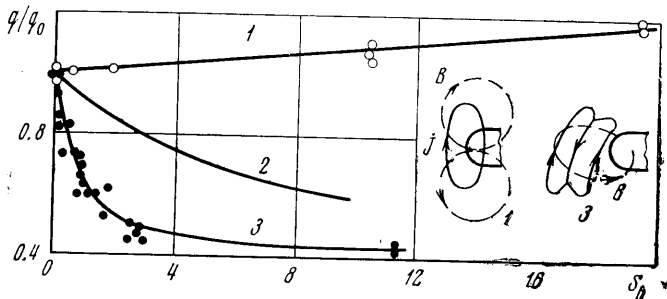
На фиг. 4 для случая осесимметричного магнитного поля приведено расстояние между телом и ударной волной, отнесенное к этому же расстоянию в отсутствие магнитного поля. Кривые 1–3 получены путем приближенного расчета в [6, 8, 2] соответственно. Кривая 4 получена экспериментально в [6]. Как уже отмечалось, толщина ударной волны и расстояние до тела имеют один порядок. Это расстояние определялось двумя способами: по выходу на максимум кривой плотности почернения (кривая 5) и по точке, где плотность почернения отличается на $1/3$ от максимальной (кривая 6). В работе [6] не указан способ определения расстояния отхода, тем не менее между полученными данными имеется неплохое соответствие (кривые 4–6).

Расчетные кривые (1–3) качественно отличаются от экспериментальных знаком кривизны. По-видимому, это связано как с приближенной методикой расчетов, так и с отличием расчетной модели течения от реали-

зуемых в эксперименте условий (изменение электропроводности, излучение и т. д.).

Вид асимптотической зависимости расстояния отхода Δ от параметра S_b может быть найден методом теории подобия [9], на что автору любезно указал А. Н. Крайко.

Действительно, если влиянием вязкости можно пренебречь, то расстояние отхода ударной волны при обтекании магнитного диполя проводящим газом в отсутствие химических реакций и излучения будет зависеть от



Фиг. 5

шести параметров: отношения теплоемкостей γ , характерной проводимости газа за ударной волной σ_* , магнитного момента диполя m , давления, плотности, скорости набегающего потока.

Используя II-теорему и вводя параметр S_b , содержащий значение магнитной индукции на поверхности сферы $B^2 = 4m^2/r_b^3$, получим выражение для расстояния отхода

$$\Delta = S_b^{1/5} r_b f(\gamma, M_\infty), \quad S_b = 4\sigma_* m^2 / (\rho_\infty u_\infty r_b^3)$$

Таким образом, при больших S_b (точнее, при $(4\sigma_* m^2 / (\rho_\infty u_\infty))^{1/5} \gg r_b$) зависимость Δ от S_b будет степенной.

Полученная зависимость согласуется с результатами эксперимента (штриховая линия на фиг. 4).

Когда влияние вязкости существенно, расстояние отхода ударной волны, как и эффективный размер тела, увеличивается по сравнению с невязким случаем на величину порядка толщины вытеснения [10]. Поэтому выход на асимптотику при вязком обтекании, как, например, в [11], будет происходить при больших значениях S_b .

Результаты измерений тепловых потоков (фиг. 5) в случае осесимметричного магнитного поля (кривая 1) расходятся с теоретической кривой 2, полученной в [2], вероятно, по тем же причинам, что и в случае отхода ударной волны.

Однако в случае перпендикулярной ориентации магнитного поля тепловой поток уменьшается с ростом параметра S_b (кривая 3), как и указано в теоретической работе [12]. Теоретическое уменьшение теплового потока пропорционально корню из плотности. Об уменьшении плотности в условиях эксперимента можно заключить из фотографии 10 (фиг. 2), на которой хорошо заметна область пониженного свечения, зависящего от концентрации частиц. Представляет интерес факт довольно значительного (почти на 60%) снижения теплового потока при умеренных значениях параметра магнитного взаимодействия ($S_b = 12$).

Сопоставляя результаты измерений и фотосъемки, можно представить себе следующую картину обтекания тела с дипольным магнитным полем.

В случае осесимметричного поля частицы газа, обладающие некоторой проводимостью, еще не достигнув тела, испытывают воздействие давления

магнитного поля, которое оказывает фокусирующее действие на течение. В результате перед телом образуется осесимметричная область магнитогазодинамического взаимодействия, по которой текут электрические токи, а в окрестности оси симметрии образуется зона повышенной плотности (см. фиг. 5 (1)). Таким образом, в отличие от условий, рассматриваемых в [1, 2, 8, 8], в данном случае картина в значительной мере определяется силами магнитного происхождения. Возможность реализации такого случая обсуждалась в [12, 13]. По-видимому, увеличением плотности в области оси объясняется рост потока в критической точке в магнитном поле. Возможно увеличение лучистого теплового потока к телу вследствие магнитогазодинамического взаимодействия [1].

В случае перпендикулярного магнитного поля картина обтекания имеет только одну плоскость симметрии, проходящую через ось симметрии модели и перпендикулярную оси магнитной катушки. Область взаимодействия потока с магнитным полем хорошо видна на фиг. 2 (снимки 5, 12) в виде наклоненной дуги. Электрические токи, протекающие в этой области, схематично показаны на фиг. 5 (3).

Снижение теплового потока при данной конфигурации магнитного поля можно объяснить тем, что обладающий хорошей проводимостью газ почти не проникает в область сильного магнитного поля. С другой стороны, при параметре Холла $\omega\tau$ от порядка единицы имеет место анизотропия коэффициентов переноса. Коэффициенты электронной теплопроводности и амбиполярной диффузии в направлении, перпендикулярном магнитному полю, уменьшаются в $1/(1+(\omega\tau)^2)$ раз [14]. Это также приводит к уменьшению теплового потока в магнитном поле.

Автор благодарит А. Б. Ватажина, по предложению которого была проведена эта работа.

Поступила 26 XII 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Ромиг М. Ф. Влияние электрического и магнитного полей на теплообмен в электропроводящих жидкостях. Сб. «Современные проблемы теплообмена». М.—Л., «Энергия», 1966.
2. Чен Ши-юань. Магнитогазодинамический вязкий ударный слой в гиперзвуковом потоке. Сб. «Прикладная магнитная гидродинамика». М., «Мир», 1965.
3. Таблицы термодинамических функций воздуха. М., ВЦ АН СССР, 1962.
4. Pickara A., Malecki J. On a method of production strong magnetic fields of short duration. Acta Phys. Polon., 1956, vol. 15, No. 6.
5. Роуз П. Х., Станкевич Д. О. Измерения теплопередачи в критической точке тела, обтекаемого частично ионизированным воздухом. Ракетная техника и космонавтика, 1963, т. 1, № 12.
6. Ziemer R. W. Experimental investigation magneto-aerodynamics Aerospace Sci. J., 1959, vol. 29, No. 9.
7. Livingston F. R., Willard J. W. Planetary entry body heating rate measurements in air and venus atmospheric gas up to $T=15000^\circ$. AIAA Journal, 1971, vol. 9, No. 3.
8. Кемп Н. Ответ автора. Механика, 1960, т. 61, № 3.
9. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М., «Наука», 1967.
10. Исакова Н. П., Крайко А. Н. К определению толщины ударного слоя при обтекании затупленных тел сверхзвуковым потоком вязкого газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 6.
11. Chong-yul Yoo, Porter R. W. Numerical analysis of the viscous, hypersonic, MHD blunt-body problem. AIAA Journal, 1973, vol. 11, No. 3.
12. Levy R. H., Petschek H. E. Magnetohydrodynamically supported hypersonic shock layer. Phys. Fluids, 1963, vol. 6, No. 7.
13. Леви Р., Гираш П., Гендерсон Д. Гиперзвуковая магнитная гидродинамика при наличии затупленного тела и без него. Сб. «Прикладная магнитная гидродинамика». М., «Мир», 1965.
14. Брагинский С. И. Явления переноса в плазме. Сб. «Вопросы теории плазмы», вып. 1. М., Атомиздат, 1963.