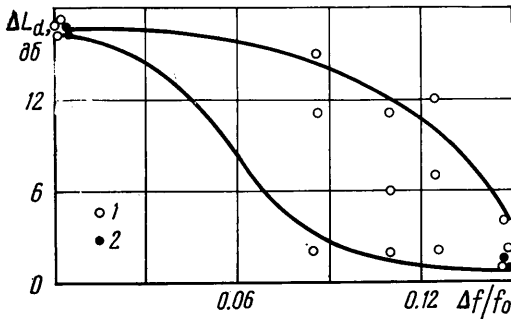


$p_a=0.24-0.30$. Видно, что при сильном сближении струй частота дискретного тона может уменьшиться более чем на 10%.

Было также проведено исследование аэродинамического шума от двух струй, истекающих из сопел с различной площадью критического сечения, т. е. из сопел, рассчитанных на разные числа M_a .



Фиг. 4

Как показали измерения, при одновременной работе таких сопел в спектре шума наблюдаются дискретные составляющие на обеих этих частотах. Как правило, эти составляющие имеют разные уровни. При этом уровень одной из составляющих может быть близок к уровню соответствующей составляющей одиночной изолированной струи, а уровень другой составляющей существенно выше. Было замечено, что уровни этих составляющих нестабильны. В течение одного опыта уровень одной из них может возрасти, а другой — уменьшиться и наоборот. На фиг. 4 представлены результаты измерения уровней дискретных составляющих в спектре шума двух струй в зависимости от рассогласования частот. Здесь по оси абсцисс отложено отношение $\Delta f/f_0$, где $\Delta f=f_1-f_{11}$, f_1 и f_{11} — частоты двух дискретных составляющих, $f_0=1/2(f_1+f_{11})$, а по оси ординат — $\Delta L_d=L_{d2}-L_{d1}$. На фиг. 4 обозначено: 1 — одно из сопел с $M_a=3.11$; 2 — одно из сопел с $M_a=3.97$. Из фиг. 4 видно, что при увеличении разности частот Δf происходит уменьшение уровней дискретных составляющих. При $\Delta f/f_0 \approx 0.15$ эффект резонансного усиления практически отсутствует.

Поступила 30 XII 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Ануфриев В. М., Комаров В. В., Купцов В. М., Мельников Д. А., Сергиенко А. А. Дискретная составляющая в спектре шума сверхзвуковых струй. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 5.
2. Пимштейн В. Г., Андреев А. А. О шуме параллельных околосвуковых струй. Тр. ЦАГИ, 1973, вып. 1371.
3. Виноградов С. А. Об акустическом взаимодействии параллельных сверхзвуковых газовых струй. 6-я Всес. акуст. конф. М., 1968.

УДК 533.6.011.72 : 538.4

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ
НА СТРУКТУРУ ПОТОКА ИОНИЗОВАННОГО ГАЗА

М. Б. БОРИСОВ, С. Г. ЗАЙЦЕВ

(Москва)

Представлены результаты экспериментального исследования течения ионизованного газа, образованного ударной волной, через неоднородное магнитное поле. Для двух фиксированных сечений магнитогазодинамического канала по величине отхода отсоединенной ударной волны, образующейся около обтекаемой полусферической модели, определено торможение потока газа, обусловленное воздействием концевых токов. Максимально зарегистрированное уменьшение числа Маха потока составляет 30%, а при параметре магнитогазодинамического взаимодействия, большего чем 1.5, обнаружен переход сверхзвукового течения в дозвуковое на выходе из магнитной

зоны. Проведено сопоставление эксперимента с результатами решения модельной задачи, предполагающей одномерность течения в ядре потока. Исследуемым газом является аргон, максимальная индукция магнитного поля 1.5 тесла.

Изучение течения плазмы через неоднородное поперечное магнитное поле проводилось в работах [1-4]. Экспериментальные исследования этого процесса немногочисленны. При регистрации движения переднего фронта сгустка плазмы обнаружено, что этот фронт замедляется в области нарастания магнитного поля и ускоряется, где поле убывает. Этот эффект был обнаружен в [1], где теоретически изучалось движение плоского фронта ионизирующей ударной волны в поперечном магнитном поле, и указывается на качественное согласие между результатами теории и данными эксперимента, относящимися к движению переднего фронта сгустка плазмы. В [2, 3] по измеренной индуцируемой электродвижущей силе определялась скорость потока плазмы в зоне постоянного магнитного поля, где возможно пренебрежение влиянием концевых токов за счет утечки зарядов.

Результаты теоретической работы [4] показывают, что скорость потока плазмы при параметре магнитогидродинамического взаимодействия $Q \sim 1$ испытывает существенное изменение, однако прямые измерения этого параметра встречают значительные трудности.

Цель настоящей работы — определение торможения потока ионизованного газа в концевых зонах магнитного поля. Исследование проведено на импульсной магнитогидродинамической установке, описанной в [5]. Изучение торможения потока проведено во входной и выходной зонах магнитного поля для сечений, наиболее близко расположенных к центру токовых вихрей, где эффекты взаимодействия наибольшие. Результаты экспериментов сопоставляются с выводами модельной задачи [4], предполагающей одномерность течения в ядре потока.

Исследуется торможение сверхзвукового потока плазмы в неоднородном поперечном магнитном поле $\mathbf{B} = (0, 0, B_z(x))$ с помощью изучения свойств отсоединенной ударной волны, возникающей перед притупленным телом, помещаемым в этот поток. Модель устанавливалась в двух сечениях канала: против третьей пары электродов, что соответствует входному токовому вихрю (сечение I), либо против восьмой пары электродов — выходной токовой вихрь (сечение II). На фиг. 1 приведено распределение магнитного поля и схема канала. Все электроды, которые располагались на верхней и нижней стенках, были разомкнуты, т. е. канал работал в режиме холостого хода. D — цилиндрическая модель с полусферической носовой частью, R — отсоединенная ударная волна, Δ — расстояние отхода отсоединенной ударной волны R , отнесенное к радиусу кривизны обтекаемой поверхности. С помощью тепловоскопического метода регистрировались оптические неоднородности в потоке через щель, располагаемую в плоскости $z=0$ параллельно оси x . Пленка, на которую проецировались неоднородности, двигалась в направлении оси y , при этом получались x, t -диаграммы процесса, с помощью которых определялась $\Delta(t)$. На фиг. 2 приведены x, t -диаграммы процесса обтекания, полученные в экспериментах с ударными волнами, имеющими числа Маха $M_s = 10.9 \pm 0.2$ в зависимости от параметра взаимодействия Q : кривая 1 — $Q=0$, кривая 2 — $Q=0.72$, кривая 3 — $Q=1.2$, кривая 4 — $Q=1.5$ и соответствует сечению II.

Линия 1 соответствует эксперименту с $B=0$. В течение $0 < t < t_0$ происходит формирование отсоединенной ударной волны и ее форма и расстояние отхода Δ_0 принимают значения, соответствующие параметрам набегающего потока. Дальнейшее уменьшение Δ_0 вызвано ускорением потока в результате действия развивающегося на стенке пограничного слоя. Значения $\Delta_0 = \Delta_0(t_0)$ определяются степенью сжатия k на фронте R . В результате серии экспериментов, проведенных с ударными волнами, движущимися по аргону, было найдено эмпирическое соотношение

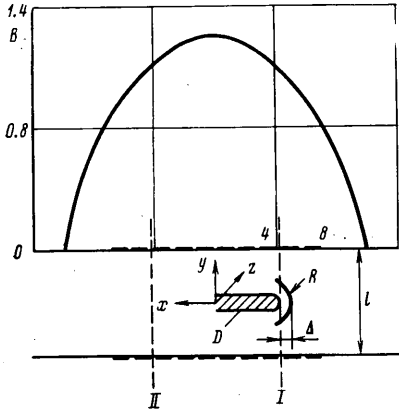
$$(1) \quad \Delta_0 = 0.63(k-1)^{-0.77}, \quad k = \frac{(\gamma_1+1)M_1^2}{2 + (\gamma_1+1)M_1^2}$$

где γ_1 и M_1 — отношение удельных теплоемкостей и число Маха потока соответственно. Эти величины находятся с помощью численного решения уравнений сохранения на ударном разрыве в предположении полного термодинамического равновесия. Соотношение (1) определяет функцию $\Delta_0 = \Delta_0(M_1)$.

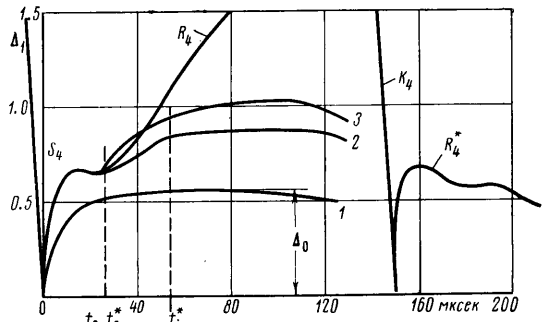
Кривые 2, 3 и 4 (фиг. 2) были получены в экспериментах с индукцией магнитного поля 1.1, 1.4 и 1.6 тесла соответственно. Эти кривые обнаруживают два характерных участка: на первом $0 < t < t_0^*$ значения Δ_1 в пределах погрешности измерения совпадают, а скорость изменения этой величины значительно превышает таковую для $t > t_0^*$. Значение $\Delta_1(t_0^*)$ может быть интерпретировано как величина расстояния отхода, соответствующая окончанию формирования R . Положение волны R относительно модели, и в частности $\Delta_1(t_0^*)$, соответствует параметрам потока, образуемого фронтом ионизирующей ударной волны S . Эти параметры к $t=t_0^*$ не успели претерпеть изменений, вызванных взаимодействием. Дальнейшее изменение Δ_1 обусловлено измене-

нием параметров потока в результате взаимодействия с магнитным полем. Как видно, значения Δ_1 возрастают с увеличением интенсивности взаимодействия. Для оценки последнего используется параметр взаимодействия, определяемый соотношением $Q = \sigma B^2 l / (\rho u)$. Здесь σ — эффективная проводимость потока, l — высота канала. При определении значения Q для конкретного режима значение произведения плотности ρ на скорость потока u принималось равным ρu в набегающем потоке. Это оправдано в предположении установления течения в области взаимодействия.

В эксперименте для $Q < 1.4$ кривые $\Delta_1(t)$ имеют максимум. Предполагая, что время формирования волны R перед моделью порядка t_0^* , можно считать, что с точ-



Фиг. 1



Фиг. 2

ностью до t_0^* к моменту t_i^* (Фиг. 2) в потоке устанавливается стационарный режим, а расстояние отхода Δ_1 будет определяться параметрами потока, втекающего в ударную волну. В этом случае, используя функцию $\Delta_0 = f(M_1)$, определяемую (1), можно найти значение M , соответствующее Δ_1 . Следует специально подчеркнуть, что это определение M предполагает, что свойства волны R определяются только параметрами набегающего потока.

Для случая расположения модели в сечении II при одних и тех же начальных условиях и $Q \approx 1$ наблюдается больший рост относительного изменения числа Маха потока $\Delta M/M_1$, где M_1 — число Маха набегающего потока, $\Delta M = M_1 - M_2$ изменение числа Маха, обусловленное взаимодействием, по сравнению с сечением I, что представлено ниже:

сечение I

Q	M_1	M_2	$\Delta M/M_1, \%$
0.19	1.61	1.51	7
0.28	1.66	1.51	9
0.38	1.62	1.46	10
0.73	1.62	1.41	13
1.02	1.63	1.37	16
1.16	1.63	1.35	17
1.23	1.63	1.32	19
1.36	1.63	1.29	21

сечение II

0.19	1.6	1.48	7
0.3	1.63	1.48	9
0.72	1.6	1.4	13
1.02	1.62	1.29	20
1.16	1.6	1.22	24
1.3	1.61	1.21	25
1.37	1.61	1.18	27
1.56	1.63	1.16	29

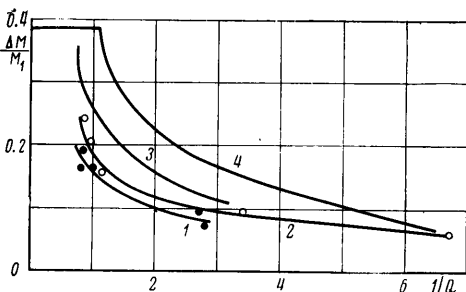
При увеличении взаимодействия ($Q \geq 1.4$), которое достигается повышением индукции магнитного поля, процесс обтекания характеризуется тем, что после формирования отсоединенной волны R с момента t_0^* в пределах времени эксперимента Δ_1

монотонно возрастает. С момента $t \approx 100$ мксек отсоединенная волна R_4 не фиксируется на пленке, что свидетельствует о распаде R_4 , и стационарный режим течения не достигается (кривая 4, фиг. 2).

Таким образом, время установления течения в области взаимодействия для $Q \approx 1$ составляет $60 \div 80$ мксек. Для $Q \geq 1.4$ это время увеличивается и превышает время эксперимента 200 мксек.

Характер поведения величины отхода Δ_1 (фиг. 2) свидетельствует об увеличении торможения потока с ростом параметра взаимодействия Q , причем большее тормо-

жение наблюдается в сечении II. На фиг. 3 приведена зависимость величины торможения $\Delta M/M_1$ от параметра $1/Q$ для числа Маха падающей ударной волны $M_2 = 10.9$. Кривая 1 соответствует результатам эксперимента в сечении I, а кривая 2 — сечению II. Кривые 3 и 4 соответствуют расчетным значениям величины торможения $\Delta M/M_1$ для сечений I и II соответственно. Для выходного сечения II из-за отсутствия установившегося режима обтекания максимально измеренное торможение потока $\Delta M/M_1$ равно только 30%.



Фиг. 3

Сопоставление результатов расчета [6] механизма торможения потока в концевых зонах при малых параметрах Q с экспериментальными результатами [2] показывает, что значения концевого тока, а соответственно изменения скорости потока, совпадают только при малой интенсивности взаимодействия, $B \approx 0.1$ тесла. Учет воздействия концевых токов на торможение потока при параметре $Q \approx 1$ проведен в двумерной постановке в [4].

В настоящей работе исследовалось течение ионизованного аргона Ag с числами Маха потока $M_1 = 1.4 \div 1.8$; $\gamma_1 = 1.12 \div 1.45$ при степени ионизации 2–5%, плотность $\rho_1 \approx 10^{-4}$ г/см³. Величина параметра Q изменяется от 0.2 до 1.6, магнитное число Рейнольдса $R_m = 0.5 \div 0.8$, параметр Холла $\beta \approx 0.5 \div 1$, что позволяет пренебречь индуцированным магнитным полем и анизотропией проводимости [6]. Таким образом, газодинамические граничные условия и параметр, характеризующий торможение, обеспечивают в эксперименте протекание процесса в условиях, близких к расчетным [4]. Результаты эксперимента сравнивались с расчетом, выполненным с помощью модельного решения [4].

В этой модели предполагается, что магнитное поле меняется скачком, течение газа в ядре потока одномерно, торможение и разогрев газа имеют место в узком слое, где сосредоточен полный ток, циркулирующий в вихре, и в этом месте образуется узкая волна сжатия. В настоящей работе предполагается, что в сечении I магнитное поле возрастает скачком, оставаясь постоянным в центре канала, и выполняются остальные предположения модели. При экспериментальных условиях $B \approx 1.1$ тесла в сечении I, $M_1 = 1.7$ $\sigma = 4000$ ом⁻¹.м⁻¹ и $l = 7.2$ см параметр магнитогазодинамического взаимодействия Q оказывается равным 1.15. На фиг. 3 представлена зависимость $\Delta M/M_1$ от $1/Q$ (кривая 3), полученная по значениям числа Маха потока M_2 , провзаимодействовавшего с входным токовым вихрем. Сравнение кривых 1 и 3 показывает, что в эксперименте при $Q \approx 1.15$ торможение $\Delta M/M_1 \approx 17\%$, а по расчету $\sim 30\%$ и расхождение между ними равно 40%.

Для выхода потока из зоны магнитного поля при $Q \approx 1.15$ уменьшение M_1 в эксперименте составляет 25% (кривая 2, фиг. 3). Учитывая замедление потока и беря за граничное значение M_1 — число Маха потока, получаемое из опыта по замедлению в сечении I, рассчитывалось значение M_2 в сечении II по соотношению, данному в [4] (кривая 4). Из графика видно, что начиная приблизительно с $Q \approx 0.9$ по расчету сверхзвуковое течение переводится в дозвуковое (горизонтальная часть кривой 4) и сохраняется таковым при $Q > 0.9$.

Характер фоторазверток при $Q \geq 1.5$ свидетельствует о сильном торможении потока в выходной зоне канала, так что скачок R_4 распадается и наблюдается переход в дозвуковой режим. Это демонстрируется формированием отсоединенной волны R_4^* после прихода к модели контактной поверхности K_4 , что схематически показано на фиг. 2 (кривая 4) и свидетельствует о том, что поток, обтекающий модель, становится дозвуковым. Для тех же опытов, в которых скачок не распадается при подходе толкающего газа, расстояние отхода R^* резко убывает. Такого рода непрерывный переход сверхзвукового течения в дозвуковое на выходе из зоны магнитного поля связан с образованием газодинамической волны сжатия, распространяющейся вверх по потоку [4].

Отсутствие при сильном взаимодействии стационарного участка процесса обте-

кания (кривая 4) и распад отсоединенного скачка R не позволили полно провести сравнение эксперимента (кривая 2) с расчетом (кривая 4) для сечения II, по качественно поведение потока в зоне магнитного поля согласуется с результатами [4].

Поступила 4 XI 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Вагажин А. Б., Кашкин Ю. Ф., Холщевникова Е. К. Экспериментальное и теоретическое исследование течения плазмы в неоднородном магнитном поле. 5-th Internat. Conf. Magnetohydrodynamic Electrical Power Generation, vol. 2. Munich, 1971.
2. Кашкин Ю. Ф. Исследование концевых электрических токов при движении плазмы по каналу электроразрядной трубы через неоднородное магнитное поле. ПМТФ, 1970, № 1.
3. Кашкин Ю. Ф. О торможении сгустка плазмы в неоднородном магнитном поле. ПМТФ, 1969, № 3.
4. Губарев А. В., Дегтярев Л. М., Самарский А. А., Фаворский А. П. Некоторые двумерные эффекты сверхзвукового течения электропроводного газа в МГД-каналах. 5-th Internat. Conf. Magnetohydrodynamic Electrical Power Generation, vol. 2. Munich, 1971.
5. Борисов М. Б., Зайцев С. Г., Чеботарева Е. И., Лазарева Е. В. Экспериментальное исследование взаимодействия ударной волны с магнитным полем. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 3.
6. Холщевникова Е. К. Стационарное сверхзвуковое течение проводящего газа в канале с непроводящими стенками при слабом магнитогидродинамическом взаимодействии. ПМТФ, 1970, № 4.

УДК 533.6.011.8+535.21

ТЕРМОФОРЕЗ И ФОТОФОРЕЗ В РАЗРЕЖЕННОМ ГАЗЕ

С. Л. ГОРЕЛОВ

(Москва)

В данной работе рассматривается задача о силе, действующей на сферическую частицу, помещенную в неоднородно нагретый разреженный газ (термофорез), и задача о силе, действующей на такую частицу в изотермическом разреженном газе, нагреваемую внешним потоком тепла (фотофорез). Обе задачи решаются в линейной постановке, т. е. в предположении о малости градиента температуры газа и внешнего теплового потока соответственно. Возросший интерес к этим задачам обусловлен проблемами загрязнения атмосферы, физики облаков и т. д.

1. Впервые теоретически рассмотрена задача о термофорезе в работе [1]. В ней при помощи уравнений Стокса с граничными условиями температурного скольжения [2] была найдена величина силы, действующей на сферическую частицу в газе с заданным градиентом температуры ∇T

$$(1.1) \quad F_{t0} = -9\pi R \frac{\mu^2}{\rho T} \left(\frac{\lambda_g}{2\lambda_g + \lambda_s} \right) \nabla T$$

где R — радиус частицы, μ — коэффициент вязкости газа, ρ — плотность газа, λ_g — теплопроводность газа, λ_s — теплопроводность частицы.

Иначе говоря, в этой работе было получено решение задачи при числе Кнудсена $\text{Kn} \ll 1$. Последующие работы были посвящены учету эффектов более высокого порядка малости: температурного скачка, скорости скольжения, коэффициентов accommodations и т. д. [3-6].

Другой предельный ($\text{Kn} \gg 1$) случай был рассмотрен в [7], а затем в [8], получено следующее выражение, справедливое в свободномолекулярных условиях

$$(1.2) \quad F_{t\infty} = -\frac{32}{15} \left(\frac{\pi m}{8kT} \right)^{1/2} R^2 \lambda_g \nabla T$$

где k — постоянная Больцмана, m — масса молекулы.