

ИССЛЕДОВАНИЕ УСТАНОВЛЕНИЯ СТАЦИОНАРНОГО РЕЖИМА
ТЕЧЕНИЯ ПОТОКА ПЛАЗМЫ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ
ПОЛЕ

С. Г. ЗАЙЦЕВ, И. К. ФАВОРСКАЯ, Ю. А. ЧИСТЯКОВ

(Москва)

В работе приведены результаты теоретического и экспериментального исследования процесса интенсивного взаимодействия потока плазмы с поперечным магнитным полем. Расчет осуществлялся для задачи, постановка которой приближена к экспериментально реализуемым условиям.

Эксперименты выполнены в МГД канале с секционированными электродами. В канале расположено десять пар электродов. Протяженность электрода в направлении течения газа 1 см, изоляционный зазор между электродами 0.5 см. Сечение $x=0$ совмещено с передним краем первой пары электродов. Протяженность области взаимодействия (область протекания тока) при десяти парах нагруженных электродов составляла 14.5 см. Интенсивная ударная волна S распространялась по аргону с начальной температурой $T_0=293^\circ\text{K}$ и давлением $P_0=10$ мм рт. ст. Фронт S двигался с неизменной скоростью в области $x<0$ и в момент $t=0$ находился в сечении $x=0$. Параметры потока за падающей ударной волной определяются из законов сохранения на ее фронте через параметры газа перед волной и ее скорость W_s .

Параметры потока, втекающего в область взаимодействия, следующие: температура $T_1^\circ=10\,000^\circ\text{K}$, давление $P_1^\circ=1.5$ атм, проводимость $\sigma_1^\circ=3000$ ом⁻¹.м⁻¹, скорость потока $u_1^\circ=3000$ м.сек⁻¹, скорость звука $a_1^\circ=1600$ м.сек⁻¹, степень ионизации $\alpha=2\%$, $\omega\tau\sim 0.4$. Индукция поперечного магнитного поля B $[0, B_y(x), 0]$ определялась только внешним источником. Индуцированные магнитные поля не учитывались, так как магнитное число Рейнольдса $Re_m\sim 0.1$. Полагается, что индуцируемые в плазме токи $j=(0, 0, j_z)$ снимаются с помощью секционированной системы электродов на внешнее сопротивление R_e . Внутреннее сопротивление плазмы определяется соотношением $R_i=h(\sigma A)^{-1}$ ($h=7.2$ см — высота канала, $A=7$ см² — площадь поверхности электрода).

Изучение процесса интенсивного взаимодействия потока плазмы с поперечным магнитным полем, выполненное в [1-6], позволило установить место x^* , время t^* , образование ударного разрыва, вызванного действием поперечных сил (волна торможения R_T), скорость его движения W_T , а также изменение его формы в процессе образования.

Расчет исследуемой задачи проводился двумя методами. Метод характеристик применялся, когда в течении не образовывалось разрывов. В случае образования ударной волны R_T система нестационарных одномерных уравнений магнитной газодинамики, описывающая процесс взаимодействия ионизованного газа с магнитным полем, решалась численно с помощью неявной однородной консервативной разностной схемы сквозного счета ударных волн с искусственной вязкостью [2].

1. Диаграмма исследуемого процесса ($x-t$) представлена на фиг. 1. В зависимости от интенсивности взаимодействия возможны три режима течения в канале, которые устанавливаются по истечении определенного промежутка времени t_s . Это режимы слабого, умеренного и сильного взаимодействия. Интенсивность взаимодействия характеризуется параметром

$$(1.1) \quad Q=(1-k)\sigma B^2 L(\rho u)^{-1}, \quad k=R_i(R_e+R_i)^{-1}$$

где $\rho u=\rho_1^\circ u_1^\circ$ для стационарного режима течения, σ — эффективное значение проводимости в канале (принималось равным σ_1°). Первые два

режима исследовались методом характеристик. На фиг. 1 S — траектория фронта ионизирующей ударной волны. В результате действия силы Лоренца $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ на поток в области взаимодействия формируется волна сжатия. Траектория движения гребня этой волны $t=t(x)$ совпадает с положением характеристики C^- ($dx/dt=u-a$), выходящей из точки $x=0, t=0$. Течение в области над $t=t(x)$ стационарное, это вытекает из неизменности граничных условий на $x=0$ и может быть показано в рамках теории характеристик аналитически. В области между гребнем волны сжатия и фронтом S формируется волна разрежения, которая, взаимодействуя с фронтом S , ослабляет его.

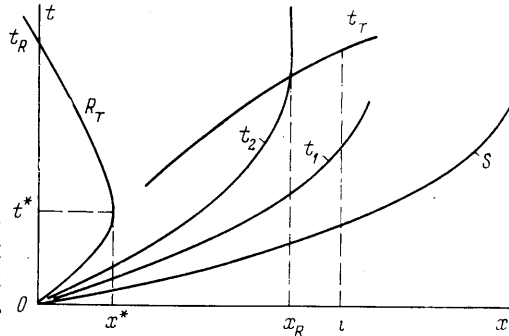
В случае режима слабого взаимодействия поток плазмы тормозится вдоль всей области взаимодействия, оставаясь сверхзвуковым. Гребень волны сжатия $t=t_1(x)$ достигает $x=L$ в момент t_s . После этого в пределах всей области взаимодействия устанавливается стационарный режим течения, в то время как в $L < x < x_s$ продолжается стадия формирования потока. С увеличением Q торможение потока увеличивается. Соответственно увеличивается и время установления течения.

Режим умеренного взаимодействия находится в области изменения параметра $Q_1 < Q < Q_2$.

Для $Q=Q_1$ скорость потока на $t=t_1(x)$ в $x=L$ достигает значения местной скорости звука, при этом $(dx/dt)|_{t=t_1} = 0$. При $Q > Q_1$ звуковая скорость на гребне достигается внутри канала в сечении x^* в момент t^* . С $t=t^*$ начинает образовываться ударный фронт R_T , который для $t > t_s$ остается неподвижным в сечении $x=x_R$. В области $0 < x < x_R$ поток плазмы замедляется, оставаясь сверхзвуковым. После перехода через фронт R_T поток становится дозвуковым и далее вдоль по области взаимодействия он ускоряется, достигая звуковой скорости в $x=L$, для $t > t_s$. При увеличении Q x_R смещается к входу в канал. Для $Q=Q_2$ фронт R_T после завершения нестационарной фазы течения устанавливается в сечении $x=0$. Режим течения при $Q > Q_2$ условно полагают режимом сильного взаимодействия.

В этом случае ударная волна R_T выходит из области взаимодействия в момент t_R и движется с постоянной скоростью W_T навстречу набегающему потоку. Возникновение R_T в x^*, t^* сопровождается при некоторых Q образованием вблизи этого места области возмущения (T -слоя [7]), которая, как следует из расчета, двигаясь со скоростью частиц, покидает область взаимодействия в момент t_T . Установление стационарного режима течения в канале завершается после выхода из него R_T , а в том случае, когда образуется T -слой, стационарный режим наступает после выхода из области взаимодействия R_T и T -слоя.

При увеличении Q время t_R убывает, так как x^* смещается к входу в область взаимодействия и вместе с тем увеличивается W_T . Величина t_T с ростом Q возрастает за счет того, что место его образования сдвигается к началу области взаимодействия, а скорость движения убывает с ростом интенсивности R_T . В результате функция $t_s(Q)$ в области сильного взаимодействия имеет немонотонный характер. Время t_s безразмерно. Оно определяется как $t_s = t_s W_s L^{-1}$. Отношение $L(W_s)^{-1}$ — время прохождения



Фиг. 1

области взаимодействия фронтом S , а t_s — время установления течения в определенном сечении.

Расчеты, выполненные для ряда режимов взаимодействия, позволили найти распределения параметров потока. Кроме того, расчетным путем было исследовано, как изменяются ρ и α , если при прочих одинаковых условиях в некотором диапазоне менять один из следующих параметров процесса: $B_y(x)$ — форму магнитного поля; B_0 — величину его; M_s — число Маха ионизирующей ударной волны перед областью взаимодействия; k — коэффициент нагрузки; σ — проводимость газа. Результаты расчета приведены ниже.

$\Delta\rho/\rho_s$, %	$\Delta\alpha/\alpha_s$, %	Диапазон изменений
7	15	$1.2 \leq B_0 \leq 1.3$
5	25	$0.1 \leq k \leq 0.4$
20	20	$11 \leq M_s \leq 12$
20	30	$\sigma_1^\circ \leq \sigma \leq 0.3\sigma_1^\circ$

Величины $\Delta\rho$ и $\Delta\alpha$ — наибольшие изменения плотности и степени ионизации в режиме установившегося течения. Значения ρ_s и α_s определялись при $P_0=10$ мм рт.ст., $M_s=11$, $B_0=1.3$ т, $k=0.1$, $L=14.5$ см. Рассматривалось два типа распределения поля $B_y(x)$

$$(1.2) \quad B_1 = \begin{cases} B_0, & 0 < x < L \\ 0, & x < 0; \quad x > L \end{cases}$$

$$(1.3) \quad B_2 = \begin{cases} -B_0 \left(\frac{1}{6}L^2 + db \right)^{-1} (x+d)(x-b), & 0 < x < L \\ 0, & x < 0; \quad x > L \end{cases}$$

Форма B_2 — аппроксимация экспериментально измеренного распределения магнитного поля в отсутствие плазмы ($d=3$ см, $b=17$ см). Было показано, что в зависимости от того, B_1 или B_2 используется в расчетной модели, изменение $\Delta\rho/\rho_s$ составило 25%, а $\Delta\alpha/\alpha_s$ — 20%.

Проводимость вычислялась по формуле [8]

$$\sigma(P, T) = \sigma_{sp} \left[1 + \frac{CqT^2}{\alpha \ln \lambda} \right]^{-1} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1},$$

$$\sigma_{sp} = 0.153173 \cdot 10^{-1} T^{3/2} (\ln \Lambda)^{-1} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$$

$$\Lambda = 0.716203 \cdot 10^{-7} T^{3/2} (\alpha\rho)^{-0.5}, \quad C = 0.398419 \cdot 10^6, \quad q = 2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$$

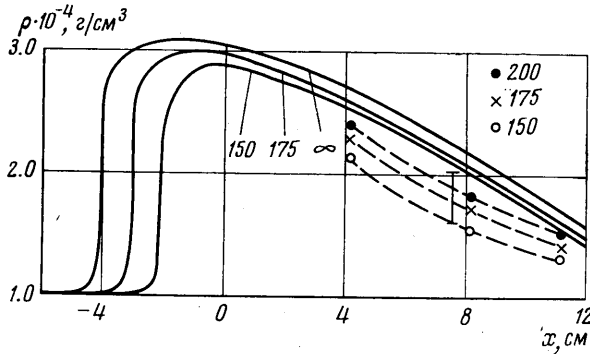
Вариация проводимости при неизменном значении M_s вызвана необходимостью оценить изменение эффективности взаимодействия, обусловленное непостоянством проводимости в исходном потоке в течение времени эксперимента.

На фиг. 2 показано распределение плотности по длине канала. Расчетные значения — сплошные линии — получены при $M_s=11$, $k=0.1$, $B_0=1$ т. Экспериментальные точки, соединенные пунктирной линией, получены при $M_s=10.2$, $k=0.1$, $R_0=1.3$ т. Числа около кривых указывают время в мксек, отсчитываемое от момента входа фронта S в область взаимодействия. Как видно, с течением времени распределение плотности асимптотически приближается к стационарному распределению $\rho_s(x)$ — линии ∞ . Время установления течения в канале будем считать с момента, когда выполняется условие

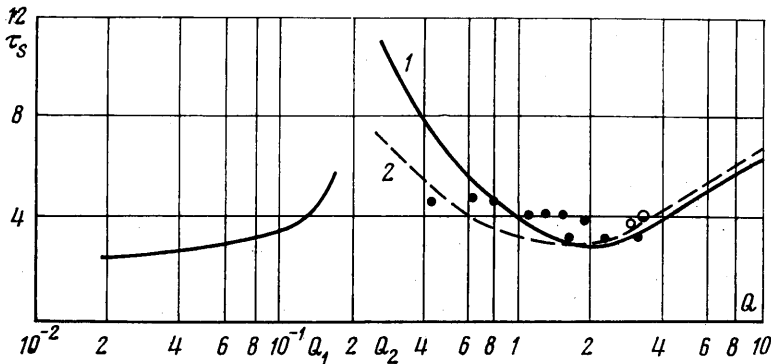
$$|\rho(x, t) - \rho_s(x)| < \rho_s \cdot 10^{-1}, \quad 0 < x < L$$

На фиг. 3 приведена зависимость $\tau_s(Q)$. Кривая 1 соответствует установлению течения по всей длине зоны взаимодействия, кривая 2 — установлению течения в сечении восьмого электрода.

2. Экспериментальные исследования проводились на установке, описанной в [3]. Эксперименты по изучению структуры потока плазмы выполнены с ударными волнами, имевшими числа Маха от 10 до 12. Этот диапазон интенсивности ионизирующих ударных волн оптимален для изучения МГД взаимодействий, так как, с одной стороны, характеризуется максимальной величиной параметра взаимодействия (при $M_s > 12$ излучение столь велико, что, несмотря на увеличение M_s , параметр взаимо-



Фиг. 2



Фиг. 3

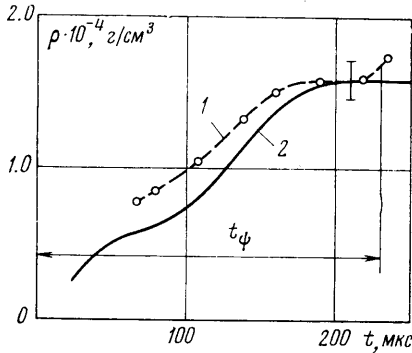
действия падает), с другой, — параметры исходного потока обладают сравнительно высокой однородностью. Скорость движения ударной волны измерялась в эксперименте с точностью до 2%. Использование интерферометрического метода позволило определить распределение плотности $\rho(x, t)$ и степени ионизации $\alpha(x, t)$ плазмы.

Измерение распределения плотности $\rho(x, t)$ в отсутствие магнитного поля $B_0 = 0$ показало, что для $M_s < 13$ вне релаксационной зоны эта величина равняется указанному выше расчетному значению ρ_1^0 . Степень ионизации, измеренная в этих же экспериментах, оказывается на 50% ниже расчетного значения. Время релаксации τ , определялось как время, необходимое для достижения плотностью значения, равного 0.7 от расчетного. В исследуемом диапазоне M_s оно менялось от ~ 7 мксек при $M_s = 12$ до ~ 65 мксек при $M_s = 10$.

Изучение взаимодействия сверхзвукового потока плазмы с поперечным магнитным полем показало, что в режиме сильного взаимодействия

в канале с десятью парами замкнутых электродов при величине R_e , близкой к короткому замыканию, в области второго электрода образуется волна торможения R_T .

Теплограммы указывают на сравнительно высокую однородность потока за волной торможения. С целью получения количественной информации о распределении параметров



Фиг. 4

поперек потока были найдены значения $\rho(z, t)$ при $z_{\max} = h = 7.2$ см. Эти измерения обнаружили, что на расстоянии ± 2 см от оси канала значение плотности не зависит от z в течение всего промежутка времени от момента прохождения фронта ионизирующей ударной волны до прихода в это сечение контактной поверхности. Это обстоятельство дает основание считать, что течение одномерно в пределах указанной части потока.

На фиг. 4 приведены экспериментально измеренные значения $\rho(x_0, t)$ в сечении $x = 11$ см (линия 1). Условия проведения эксперимента таковы: $M_s = 10.5$, $B_0 = 1.3$ т, $k = 0.4$. Как видно, с течением времени величина плотности приближается к расчетному значению в стационарном режиме течения. Линия 2 — значение плотности в том же сечении, полученное в результате решения нестационарной системы уравнений [2]. Расчет проведен для режима, в котором $M_s = 11$, $B_0 = 1.4$ т, $k = 0.4$.

Продолжительность стационарного режима течения в эксперименте ограничивается моментом прихода в рассматриваемое сечение волны сжатия, вызванной взаимодействием R_T с контактной поверхностью, отделяющей толкающий газ от потока плазмы созданного ионизирующей ударной волной. Увеличение плотности в момент $t = t_\psi$ на фиг. 4 связано с приходом в данное сечение указанной волны сжатия. На фиг. 3 даны значения t_s , найденные в эксперименте. Цифры около точек указывают сечение, в котором измерялось распределение плотности. Измерения степени ионизации $\alpha(x, t)$ также обнаруживают, что для $t > t_s$ найденные значения совпадают в пределах погрешности эксперимента с $\alpha_s(x)$. Для получения распределения плотности по длине области взаимодействия выполнена серия экспериментов, в которых было получено распределение $\rho(x, t)$ для различных x . Были выбраны $x_1 = 4$ см, $x_2 = 8$ см, $x_3 = 11.5$ см от начала зоны взаимодействия, что соответствует сечениям четвертого, шестого и восьмого электродов. При этом параметры течения в $x = 0$, величина B_0 и параметры нагрузочной цепи в каждом опыте сохранялись неизменными. С помощью полученных в каждом опыте распределений $\rho(x, t)$ было найдено распределение плотности для различных моментов времени по длине канала. Эти данные нанесены на фиг. 2.

3. Используемая в настоящей работе теоретическая модель не учитывает двумерных эффектов, которые могут возникнуть из-за неоднородного распределения поля (концевые токи), конечного секционирования и продольных токов, а также особенностей течения в пограничном слое. Кроме того, не учитывается индуцированное магнитное поле. Относительно параметров, которые в эксперименте определяются с некоторой погрешностью, а значит отличаются от закладываемых в расчет, что ведет к отличию условий расчета и эксперимента, отметим следующее. Погрешности определения параметров потока на входе, вызванные по-

грешностью измерения скорости ионизирующей ударной волны ($\Delta M_s = \pm 0.2$), приводят к отклонению получаемых в результате расчета распределений $\rho(x, t)$ и $\alpha(x, t)$ на 3 и 5% соответственно, в то время как погрешности нахождения ρ и α составляют 10 и 12% соответственно.

Различия в $\rho(x, t)$ и $\alpha(x, t)$, вызванные изменением величины внешнего магнитного поля, определяемого в эксперименте с погрешностью $\pm 10\%$, не превышают измерения этих величин.

Более сложным является вопрос о соответствии между теорией и экспериментом по коэффициенту нагрузки. Используемое соотношение для R_i не учитывает искажения токовых линий. В ядре потока это приближение при условии $L > h$, по-видимому, достаточно хорошо соблюдается. Используемые в работе нагрузочные сопротивления были выполнены в форме шин, длина которых равнялась 50 см. Индуктивность шины $\eta = 50$ мкГн. Приближенный учет реактивной составляющей в нагрузочной цепи в рамках одномерной теории показывает, что при этом происходит «затягивание» процессов формирования течения на время порядка $\eta (R_i + R_e)^{-1}$, которое в описанных выше экспериментах равняется 10 мксек.

Используемое соотношение для внутреннего сопротивления плазмы не учитывает приэлектродного падения напряжения. Основанием для этого могут служить результаты работы [9], в которой было показано, что при плотностях тока выше $100 \text{ а} \cdot \text{см}^{-1}$ пристеночный слой газа не оказывает влияния на прохождение тока. В настоящих экспериментах средняя плотность тока превышала $400 \text{ а} \cdot \text{см}^{-2}$.

Измеренные в эксперименте распределения $\rho(x, t)$ показывают, что в области взаимодействия достигается стационарный режим течения. Время установления τ_s зависит от параметра МГД взаимодействия Q . На фиг. 3 представлена зависимость $\tau_s(Q)$, полученная в результате решения нестационарной задачи. Для $Q > 0.2$ кривая имеет явно выраженный минимум. Точки на фиг. 3 соответствуют экспериментально измеренным τ_s и достаточно хорошо согласуются со значениями, полученными в расчетах для $Q < 0.8$. При $Q > 0.8$ экспериментальные точки ниже расчетной кривой. Этот участок кривой соответствует режимам, когда величину τ_s определяет момент выхода отраженной ударной волны из области взаимодействия. При этих режимах R_T выходит за левую границу области взаимодействия позднее, чем устанавливается стационарный режим в конце ее. Этим объясняется тот факт, что экспериментальные точки лежат ниже расчетной кривой (кривая 1 на фиг. 3). Кривая 2 на фиг. 3 является расчетной для сечения восьмого электрода, обнаруживая совпадение расчетных τ_s с экспериментально измеренными также на восьмом электроде.

Полученные экспериментально распределения $\rho(x, t)$ показывают, что при $0.4 < Q < 2.7$ в течение времени эксперимента достигается стационарный режим течения в области взаимодействия.

Поступила 24 VI 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Самарский А. А., Волосевич П. П., Волчинская М. И., Курдюмов С. П. Метод конечных разностей для решения одномерных нестационарных задач магнитной гидродинамики. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1968, т. 8, № 5.
2. Зайцев С. Г., Фаворская И. К. Расчет распространения ударной волны в магнетогазодинамическом канале. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 5.
3. Zajzev S. G., Lasareva E. V., Motulevich V. P., Chaikovskiy K. V., Chebotareva E. J., Chekalin E. K. Investigation of the plasma flow in the channel of a pulse magnetogasdynamic apparatus and the electrical fusion at the arc regime in a non-equilibrium plasma flow. In: Intern. Conference on Magnetohydrodynamic Electrical Power Generation, Munich, 1971.

4. *Зайцев С. Г., Михайлов А. В., Фаворская И. К.* Исследование свойств разрыва, возникающего в сверхзвуковом потоке плазмы, проходящем через поперечное магнитное поле. Изв. АН СССР, МЖГ, 1975, № 1.
5. *Loubsky W. J., Prakash S. G., Bershader D.* Proc. 9-th Intern. Shock Tube Sympos., 1973.
6. *Fontaine B., Forestier B., Valensi J.* Proc. 9-th Intern. Shock Tube Sympos., 1973.
7. *Тихонов А. Н., Самарский А. А., Заключинский Л. А., Волосевич П. П., Дегтярев Л. М., Курдюмов С. П., Попов Ю. П., Соколов В. С., Фаворский А. П.* Нелинейный эффект образования самоподдерживающегося высокотемпературного электропроводного слоя газа в нестационарных процессах магнитной гидродинамики. Докл. АН СССР, 1967, т. 173, № 4.
8. *Козлов Г. И.* К вопросу о проводимости аргона и коэффициенте рекомбинации в нем. Теплофизика высоких температур, 1965, т. 3, № 4.
9. *Pain H. J., Smy P. R.* Experiments on reflected shock waves in plasma flow-magnetic field interactions. Brit. J. Appl. Phys., 1966, vol. 17, No. 12.