

5. Белоцерковский О. М., Яницкий В. Е. Статистический метод частиц в ячейках для решения задач динамики разреженного газа.— Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1975, т. 15, № 5, с. 1195—1208.
6. Ерофеев А. И., Перепухов В. А. Расчет обтекания пластины бесконечного размаха потоком разреженного газа.— Уч. зап. ЦАГИ, 1976, т. 7, № 1, с. 102—106.
7. Власов В. И., Ерофеев А. И., Перепухов В. А. Расчет обтекания пластины потоком разреженного газа.— Тр. ЦАГИ, 1979 в. 1974, 60 с.
8. Денисюк С. А., Лебедев С. Н., Малама Ю. Г., Осипов А. И. Применение метода Монте-Карло для решения задач кинетики газов.— Физика горения и взрыва, 1972, т. 8, № 3, с. 331—349.
9. Кац М. Вероятность и смежные вопросы в физике. М.: Мир, 1965. 407 с.

Москва

Поступила в редакцию  
26.V.1981

УДК 533.95:538.4

## ДВУМЕРНЫЙ ХАРАКТЕР НЕУСТОЙЧИВОСТИ ТЕЧЕНИЙ ИОНИЗУЮЩЕГОСЯ ГАЗА В КАНАЛЕ ПЛАЗМЕННОГО УСКОРИТЕЛЯ

КОЗЛОВ А. Н.

Работа относится к циклу численных исследований двумерных течений плазмы в канале плазменного ускорителя. Канал образован двумя коаксиальными электродами. Ток между ними порождает азимутальное магнитное поле, а взаимодействие тока с полем приводит к ускорению плазмы. Расчеты течений ведутся на основе двумерных осесимметричных нестационарных МГД-уравнений [1]. В центре внимания находится процесс ионизации газа в канале, который моделируется скачкообразной зависимостью проводимости от температуры:  $\text{Re}_m = \sigma_0$  при  $T < T^*$ ;  $\sigma_1 + \sigma_2 \cdot T^{1/2}$  при  $T \geq T^*$ .

Поскольку сильноточный разряд сопровождается ультрафиолетовым излучением, заметно ионизирующим поступающий нейтральный газ, проводимость последнего — малая, но конечная величина ( $\sigma_0 \ll 1$ ). Проводимость полностью ионизованной плазмы меняется по известному закону  $T^{1/2}$ . Такая постановка задачи согласуется с условиями эксперимента и позволяет более единообразно описать весь процесс ионизации плазмы уравнениями газодинамики.

Данная модель предложена в [2] и с ее помощью проведены численные исследования в квазиодномерном [1, 2] и двумерном [3] приближениях. В последнем случае диаметр центрального электрода достаточно велик (порядка длины канала), а форма электродов близка к цилиндрической. Поэтому течение слабо зависит от радиуса, т. е. сохраняет квазиодномерный характер.

Основным результатом указанных работ является пульсирующий характер течения при достаточно большой проводимости плазмы за фронтом ионизации. При этом в двумерных расчетах [3] фронт ионизации, колеблющийся вблизи минимального сечения канала, почти плоский, а пульсирующий характер течения соответствует периодическому отрыву от фронта плоских нагретых слоев плазмы.

В настоящей работе численное исследование течений плазмы, включая процесс ионизации, проведено для канала с диаметром центрального электрода значительно меньшим длины канала (фиг. 1, 2). Зависимость течения от радиуса в этом случае существенна.

Задача описывается следующей системой уравнений магнитной гидродинамики, записанной в безразмерных переменных,

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \rho \mathbf{v} &= 0 \\ \rho \left( \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}, \nabla) \mathbf{v} \right) &= -\nabla p + [\text{rot } \mathbf{H}, \mathbf{H}] \\ \frac{\beta \rho}{2(\gamma-1)} \left( \frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v}, \nabla) T \right) + p \text{ div } \mathbf{v} &= \nu (\text{rot } \mathbf{H})^2 + Q \\ \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} &= \text{rot}[\mathbf{v}, \mathbf{H}] - \text{rot}(\mathbf{v} \text{ rot } \mathbf{H}) \\ p &= \frac{\beta}{2} \cdot \rho T; \quad Q = -I_0 \rho \exp[-\alpha(T-T_*)^2] \end{aligned}$$

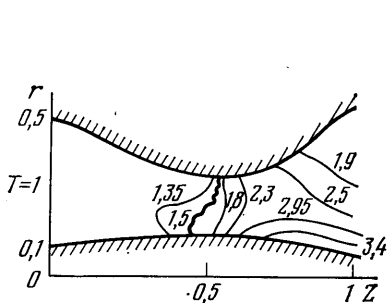
Решение задачи определяется следующими безразмерными параметрами:

$$\beta = \frac{8\pi P_0}{H_0^2}, \quad \nu = \frac{c^2}{4\pi\sigma L v_0} v_0 = \frac{1}{Re_m}, \quad T_* = \frac{T_1}{T_0}$$

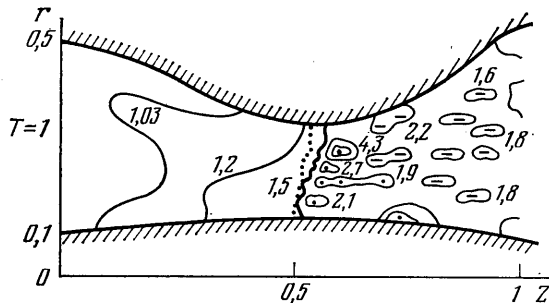
где  $P_0$ ,  $H_0$ ,  $T_0$ ,  $v_0$  — давление, магнитное поле, температура и соответствующая альфвеновская скорость на входе в канал ускорителя,  $L$  — длина канала, а  $T_1$  — значение температуры на фронте ионизации. Подробно по поводу уравнений, их нормировки, а также метода численного решения см. [1].

Форма электродов и, следовательно, расчетная область могут быть весьма произвольными. В данном случае она берется в соответствии с [4, 5].

В правую часть уравнения баланса тепла добавляется слагаемое  $Q$ , которое позволяет учесть потери энергии на ионизацию при температурах, близких к  $T_*$  за счет выбора достаточно большого значения  $\alpha$  ( $\alpha=10$ ;  $I_0=0,3$ ). При постановке



Фиг. 1



Фиг. 2

краевой задачи электроды предполагаются одновременно эквипотенциальными и непроницаемыми для плазмы  $v_n=0$ , что отвечает случаю электронного токопереноса. На входе подается нейтральный или слабоионизованный газ с фиксированной плотностью и температурой ( $\rho=T=1$  при  $z=0$ ) и со стационарным втеканием по координатным линиям. Кроме того, полагается, что весь ток, пропускаемый через систему, подается только через электроды и поддерживается постоянным. Откуда следует, что при  $z=0$  можно задать  $H_\varphi=r_0/r$ , где  $r_0$  — характерное значение радиуса во входном сечении канала. На выходе из ускорителя ставятся естественные условия свободного вытекания плазмы, а магнитное поле полагаем равным нулю. Последнее означает, что весь заданный ток протекает через межэлектродное пространство канала, и концевые эффекты в данном приближении не рассматриваются. Начальные условия при  $t=0$  можно задать достаточно произвольно, лишь бы обеспечить разгон плазмы. Установившиеся или развитые ( $t \approx 1$  в единицах альфвеновского времени) течения не зависят от начальных данных. При этом в узкой части канала происходит переход потока ионизовавшейся плазмы через скорость МГД-возмущений  $c_s = \sqrt{(\gamma p + H^2)/\rho}$ , а связанные с этим чисто вычислительные трудности преодолеваются в процессе решения нестационарной задачи [1].

В результате расчетов показано, что по-прежнему устанавливается стационарный режим при небольших и пульсирующий режим — при больших значениях проводимости за фронтом ионизации. Однако картина течения теперь существенно двумерна: фронт ионизации сильно искривлен, а образующиеся на фронте нагретые участки плазмы имеют двумерную островную структуру в плоскости переменных  $(r, z)$  (фиг. 1, 2). Подобные двумерные пульсирующие течения следует рассматривать как обобщение результатов работ [2, 3], а также необходимо указать на их связь с одномерными расчетами [6, 7], выполненными в близких постановках задачи.

На фиг. 1 изображены линии уровня температуры при  $\sigma_0=0,5$ ;  $\sigma_1=1$ ;  $\sigma_2=2$ ;  $\beta=0,1$ ;  $T_*=1,5$  в момент времени  $t=5,6$ . В этом варианте при небольшом перепаде значений проводимости все величины выходят практически на стационарный режим и плавно меняются по длине канала. Процесс ионизации сопровождается ускорением, нагреванием и разрежением плазмы. Ток в основном протекает вблизи поверхности  $T=T_*$ . Однако в отличие от результатов работы [3] обращает на себя внимание искривленный и ломаный характер фронта ионизации (линии уровня  $T=T_*$ ). При этом фронт испытывает мелкомасштабные колебания вблизи некоторого среднего положения равновесия. В то же время при удалении по обе стороны от фронтальной поверхности изотермы становятся гладкими и течение практически стационарно.

Для варианта течения с резким скачком проводимости при переходе через фронт ионизации ( $\sigma_0=0,5$ ;  $\sigma_1=0$ ;  $\sigma_2=50$ ) линии уровня температуры представлены на фиг. 2 в момент времени  $t=2,56$ . Как сказано выше, фронт теперь испытывает

крупномасштабные колебания в окрестности минимального сечения канала. Пунктиром показано его положение в другой момент времени. Течение до ионизации почти стационарно, а за фронтом носит ярко выраженный пульсирующий характер. В данном варианте фронт ионизации опять имеет двумерную форму. Кроме того, в ионизованной плазме в плоскости переменных  $(r, z)$  отчетливо наблюдается островная структура с характерными локальными максимумами температуры, разделенными областями относительно холодной плазмы. Островки нагретой плазмы, формируясь на фронте, охлаждаются в процессе перемещения к выходу из плазменного ускорителя. При этом в пространстве с учетом аксиальной симметрии островкам отвечают кольцеобразные области высокотемпературной плазмы.

Далее приведены результаты исследования влияния различных параметров задачи на формирование островной структуры. Пренебрежение потерями энергии на ионизацию ( $I_0=0$ ) приводит к смещению фронта влево, в направлении входа в ускоритель, и не сказывается на образовании островов. Варьирование скачка проводимости на фронтальной поверхности при постоянном соотношении температуры на входе и фронте ионизации, т. е. при фиксированном  $T_*$ , приводит лишь к изменению значений локальных максимумов температуры на островах при практически неизменных ее значениях в межостровных промежутках, где  $T \approx T_*$ . Как видно на фиг. 2, значение локальных максимумов температуры непосредственно за фронтом при  $\sigma_2=50$  меняется от 2,1 до 4,3. В то же время при  $\sigma_2=15$  значение этих максимумов не превышает двойки при  $T_*=1,5$ . С увеличением параметра  $T_*$  и тем самым с изменением соотношения температуры газа, подаваемого на входе, и температурой полностью ионизованной плазмы острова имеют тенденцию локализоваться за фронтом в достаточно узкой по сравнению с длиной канала области. При  $T_*=6$  толщина этой области  $\Delta z \approx 0,25$ .

Качественное изменение картины происходит при увеличении разрядного тока или соответственно при уменьшении параметра  $\beta$ . Например, при  $\sigma_2=15$  и  $\beta=0,05$  острова формируются только в верхней половине ускоряющего промежутка, ближайшей к аноду. Положение фронта при этом смещается по сравнению со случаем  $\beta=0,1$  от  $z \approx 0,55$  до  $z \approx 0,4$ . Дальнейшее увеличение разрядного тока ( $\beta=0,01$ ) ведет к исчезновению островков нагретой плазмы. При этом фронт ( $z \approx 0,3$ ) по-прежнему испытывает мелкомасштабные колебания.

Исследование возникающих в процессе ионизации плазмы течений проведено также в рамках уравнений одножидкостной магнитной гидродинамики с учетом эффекта Холла. Учет отличия в движении электронной и ионной компонент плазмы обуславливает незначительное прижатие плазмы к катоду и соответствующий наклон фронта ионизации. При этом в рамках электронного токопереноса не удается получить холловские течения с большим скачком проводимости или при небольшом значении магнитной вязкости за фронтом. Последнее обстоятельство связано с возникновением прианодных взрывов, исследованных численно в работе [1].

В заключение автор благодарит инициаторов проведения настоящего исследования, Брушлинского К. В. и Морозова А. И., за постоянное внимание к работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Брушлинский К. В., Морозов А. И. Расчет двумерных течений плазмы в каналах. — В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып. 8. М.: Атомиздат, 1974. с. 88–163.
2. Брушлинский К. В., Морозов А. И., Палейчик В. В. Расчет квазиодномерного течения ионизующегося газа в профилированном канале. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1970, № 5, с. 29–32.
3. Савельев В. В. Двумерный расчет течения ионизующегося газа в канале ускорителя. — Письма в ЖТФ, 1976, т. 2, вып. 13, с. 593–596.
4. Брушлинский К. В., Козлов А. Н., Морозов А. И. Динамика пробных частиц в двумерном потоке плазмы в канале. (Препринт ИПМ АН СССР, № 156). М., 1980. 24 с.
5. Козлов А. Н. Численное исследование двумерного течения ионизующегося газа и динамика пробных частиц в коаксиальных каналах. (Препринт ИПМ им. М. В. Келдыша АН СССР, № 71). М., 1982. 23 с.
6. Самарский А. А., Курдюмов С. П., Куликов Ю. Н., Лесков Л. В., Попов Ю. П., Савичев В. В., Филиппов С. С. Магнитогидродинамическая модель нестационарного ускорения плазмы. — Докл. АН СССР, 1972, т. 206, № 2, с. 307–310.
7. Попов Ю. П. К расчету магнитогидродинамических ударных волн, ионизирующих газ. — Ж. вычислит. матем. и матем. физики, 1970, т. 10, № 5, с. 1238–1246.

Москва

Поступила в редакцию  
10.VII.1981