

7. Горский В. Б. Одномерные течения поляризующегося или намагничивающегося идеального газа. Магнитная гидродинамика, 1977, № 1.
8. Тарапов И. Е. Некоторые вопросы гидростатики намагничивающихся и поляризующихся сред. Изв. АН СССР, МЖГ, 1974, № 5.
9. Розенцвайг Р. Е. Феррогидродинамика. Усп. физ. н., 1967, т. 92, вып. 2.
10. Neuringer I. L., Rosensweig R. E. Ferrohydrodynamics. Phys. Fluids, 1964, vol. 7, No. 12.

УДК 533.6.011.72+538.4

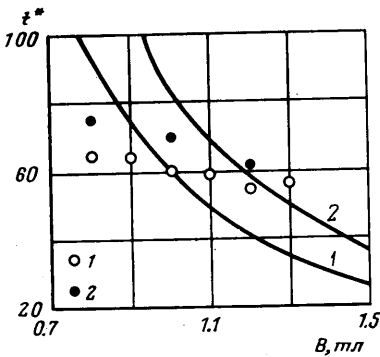
ОБРАЗОВАНИЕ ВТОРИЧНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ПРИ ТОРМОЖЕНИИ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

О. С. ПОПЕЛЬ, О. А. СИНКЕВИЧ, А. Л. ШЕВЧЕНКО

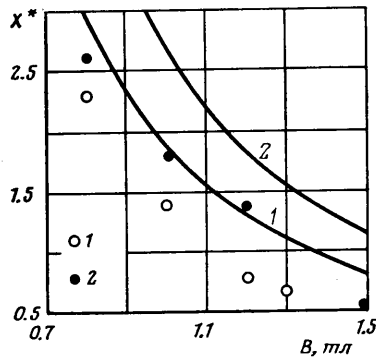
(Москва)

Одним из способов получения высокоэнтальпийных потоков плазмы являются ударные волны. МГД взаимодействие сильных ударных волн с магнитным полем возникает во многих задачах, связанных с преобразованием энергии [1]. В таких задачах необходимо иметь оценки времени и расстояния, на которых первичный поток можно считать однородным.

В [2] одним из авторов были получены расчетные формулы для оценки времени и места образования вторичной ударной волны при входе ударной волны в область



Фиг. 1



Фиг. 2

магнитного поля. Эти оценки найдены из решения задачи о возмущении первоначально однородного течения за счет МГД взаимодействия при достаточно малых величинах параметра взаимодействия, магнитного числа Рейнольдса и параметра Холла.

Полученные в [2] оценки времени и места образования вторичной ударной волны определяются формулами (с учетом исправленных опечаток [2])

$$(1) \quad t^* = \frac{M_1 - 1}{M_1(k-1) [0.5\gamma(\gamma-1)M_1(k-1) - 1]} \tau_\sigma$$

$$(2) \quad X^* = \frac{(M_1 - 1)^2}{2M_1^2(k-1) [0.5\gamma(\gamma-1)M_1(k-1) - 1]} \frac{L}{N}$$

Здесь t^* и X^* — соответственно время и место образования вторичной ударной волны, $\tau_\sigma = \rho_1/\sigma_1 B^2$ — характерное время МГД взаимодействия, $N = \sigma_1 B^2 L / \rho_1 u_1$ — параметр взаимодействия, γ — эффективный показатель адиабаты исследуемого газа, L — характерный размер МГД канала, B — индукция магнитного поля.

Индексом 1 ($M_1, T_1, \rho_1, u_1, \sigma_1$) отмечены параметры однородного ударно-нагретого потока плазмы (число Маха, температура, плотность, скорость, электропроводность), которые определяются из соотношений Ренкина — Гюгонно на фронте

падающей ударной волны. Коэффициент нагрузки k определяется как отношение сопротивления нагрузки к полному сопротивлению электрической цепи.

Интересно, что выражение (2) отличается лишь множителем 0.5γ и 2 вместо $(\gamma+1)$ от аналогичной оценки, проведенной в [3] другим путем — из решения задачи о внезапном включении внешнего воздействия в потоке плазмы.

Ниже приводится сравнение расчетных t^* и X^* , полученных по формулам (1) и (2), с экспериментальными данными [4]. Следует отметить, что для оценки времени и места образования волны торможения необходимо знать лишь параметры падающей ударной волны, индукцию магнитного поля и коэффициент нагрузки. Электропроводность плазмы определялась по температуре плазменного потока с использованием результатов расчета [5].

На фиг. 1 и 2 воспроизведена экспериментальная зависимость [4] t^* и X^* и величины индукции магнитного поля при числе Маха первичной ударной волны $M_s=11\pm 0.5$, начальном давлении аргона $p_0=10$ мм рт. ст., длине электродной секции $L=8.5$ см. Параметр взаимодействия $N\leq 0.1$, магнитное число Рейнольдса $Re_m\leq 0.01$ и параметр Холла $\beta\leq 0.03$, соответствующие условиям эксперимента, лежат в области применимости оценок (1), (2). Как видно из графиков, в исследуемом диапазоне параметров наблюдается хорошее (в пределах 50%) совпадение расчетных оценок с экспериментальными данными. Сплошные кривые на фиг. 1, 2 соответствуют расчетным значениям X^* и t^* ($1-k=0.1$; $2-k=0.3$). Экспериментальным точкам 1, 2 соответствуют $k=0.1$ и 0.3 . Следует отметить, что характер расчетной зависимости координаты X^* от индукции B согласуется с экспериментальной зависимостью, в то время как в расчетном и экспериментальном ходе кривых зависимости $t^*(B)$ имеется существенное различие, которое, видимо, можно объяснить большей по сравнению с X^* погрешностью определения времени образования вторичной ударной волны, так как в месте ее образования $dX^*/dt=u-a=0$.

Из изложенного выше следует, что простые соотношения (1), (2) позволяют без привлечения каких-либо дополнительных гипотез о характере течения в МГД канале определять место и время образования отраженной ударной волны, дают хорошее (в пределах 50%) согласие с экспериментом и могут быть рекомендованы для подобного рода оценок.

Поступила 15 VI 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Физика высоких плотностей энергии. М., «Мир», 1974.
2. Синкевич О. А. Нестационарные магнитогидродинамические течения с ударными волнами в канале МГД генератора. В сб. «Магнитогидродинамический метод получения электроэнергии». М., «Энергия», 1972.
3. Исакова Н. П. Об образовании ударных волн при внезапном «включении» внешних воздействий. Изв. АН СССР, МЖГ, 1975, № 5.
4. Зайцев С. Г., Михайлов А. К. К вопросу о возникновении ударного разрыва в потоке плазмы, проходящем через поперечное магнитное поле. Докл. АН СССР, 1976, т. 226, № 1.
5. Lin S.-C., Resler E. L., Kantrowitz A. Electrical conductivity of highly ionized argon produced by shock waves. J. Appl. Phys., 1955, vol. 26, No. 1.

УДК 533.695.7

О ВЛИЯНИИ ДВУМЕРНОСТИ ТЕЧЕНИЯ ГАЗА СО СТУПЕНЧАТЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ПОЛНЫХ ПАРАМЕТРОВ НА ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СОПЛА ЛАВАЛЯ

А. Н. ЛАНИЮК

(Москва)

Исследуется влияние двумерности течения газа со ступенчатым распределением полной энтальпии и энтропии на входе в сопло Лавала на его интегральные характеристики — расход и удельный импульс. Сравниваются результаты расчета интегральных характеристик неоднородных по полным параметрам течений газа в сопле Лавала заданной геометрии в приближении «слоистой гидравлики» [1, 2] и данные, полученные путем численного интегрирования двумерных уравнений газовой динамики с использованием разностной схемы С. К. Годунова. Проведены