

О ДВИЖЕНИИ НЕРАВНОВЕСНОЙ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ
В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. Г. ЦАРЬКОВ

(Москва)

При расчете течений газа, сопровождающихся сильным изменением температуры, часто необходимо учитывать протекающие в потоке химические реакции. До последнего времени из-за сложности достаточного строгого описания химических процессов, как правило, ограничивались рассмотрением сравнительно простых случаев, когда или приближенно описывалась кинетика [1-4], или рассматривались более или менее простые газодинамические течения [5-9]. В МГД ускорителе, в частности, динамика компонент плазмы с учетом процессов кинетики до настоящего времени практически не рассматривалась, а информация об этом крайне необходима для понимания физических процессов в устройствах такого рода. В литературе имеется ряд работ по численному интегрированию уравнений, описывающих движение плазмы в ускорителях с коаксиальной геометрией. В этих работах плазма предполагалась полностью ионизованной, а зависимость $\sigma(T)$ аппроксимировалась некоторой функцией. Необходимые ссылки на литературу и основные результаты по этому вопросу приведены в [10].

В настоящей работе приведены результаты численного интегрирования уравнений, описывающих одномерное течение трехкомпонентной двухтемпературной плазмы в постоянном электромагнитном поле с учетом реакций ионизации и рекомбинации, и проведено сопоставление результатов расчета с экспериментальными данными.

Рассмотрим плоское одномерное стационарное движение аргонной плазмы, состоящей из электронов, ионов и атомов. Концевыми эффектами и изменением параметров газа в поперечном направлении пренебрежем. Будем считать, что в области $x < 0$ электромагнитное поле отсутствует и имеет место поступательное движение равновесного газа при температуре T_0 и давлении p_0 с постоянной скоростью u_0 (может быть задана также температура электронов T_{e0} , если $T_{e0} \neq T_0$). В области $0 \leq x \leq L$, где L — характерный линейный размер (длина ускорителя), $\mathbf{V} = \{0, 0, B_z\}$, $\mathbf{E} = \{E_x, E_y, 0\}$, $\mathbf{V}_s = \{u_s, v_s, 0\}$. Область $0 \leq x \leq L$, в которой степень ионизации изменяется от начальной до полной, будем называть зоной ионизации, область $L < x \leq L$ — зоной ускорения.

Оценки показывают, что в интересных для приложений случаях диссипативными процессами являются только конечная электропроводность и трение между компонентами и что в рассматриваемом диапазоне параметров излучением можно пренебречь.

В рамках сделанных предположений система уравнений, описывающих стационарное одномерное движение неравновесной неизотермической плазмы в электромагнитном поле, может быть записана в безразмерных переменных, отнесенных к параметрам течения на входе, в следующем виде:

$$(1.1) \quad \frac{d}{dx} n_s u_s = \Gamma_s, \quad \Gamma_i = \Gamma_e, \quad \Gamma_a = -\Gamma_e, \quad s = e, i, a$$

$$n_s u_s \frac{du_s}{dx} + \gamma_{s0} \frac{dp_s}{dx} = \kappa_{s0} n_s \frac{e_s}{|e_s|} (\eta_0 E_x + v_s B_z) + n_s \sum_i \frac{\mu_{si}}{m} v_{si} (u_i - u_s)$$

$$n_s u_s \frac{dv_s}{dx} = \kappa_{s0} n_s \frac{e_s}{|e_s|} (\eta_0 E_y - u_s B_z) + n_s \sum_t \frac{\mu_{st}}{m_s} \nu_{st} (v_t - v_s)$$

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{5}{2} p_s u_s \right) - u_s \frac{dp_s}{dx} = \sum_t r_{st} \frac{\mu_{st}}{m_s} \left(M_{s0} v_{ts}^2 + 3 \frac{\mu_{st}}{m_t} (T_t - T_s) + Q_{1s} \right)$$

$$\gamma_{s0} = 1 / M_{s0} = k T_0 / m_s u_0^2, \quad \eta_0 = E_0 / u_0 B_0$$

$$\kappa_{s0} = |e_s| B_0 / m_s \nu_0, \quad \nu_0 = 8\pi / 3 n_0 u_0 (e^2 / k T_0)^2$$

$$n_0 = p_0 / k T_0, \quad x_0 = u_0 / \nu_0, \quad r_{st} = n_s \nu_{st} \quad \mu_{st} = m_s m_t / (m_s + m_t)$$

где Q_{1s} — энергия химических взаимодействий s -компоненты, ν_{st} вычисляются по формулам [11], Q_{ei} и Q_{ea} — по [7], $Q_{ia} \approx 10^{-18}$ эВ, выражения G_s приведены в [6]. Внешние приложенные поля E_0 и B_0 считаются заданными и постоянными (учесть изменение их по длине не составляет труда).

Система (1.1) зависит только от четырех безразмерных параметров (η_0 , κ_{s0} , M_{s0} и μ_{st}/m_s). Здесь $p_0 = 10^2$ н/м², $T_0 = 3000^\circ$ К, $u_0 = 1000$ м/сек, $B_0 = 0,3$ тл, $E_0 = 5000$ в/м. Плазма предполагается квазинейтральной ($n_e \approx n_i$).

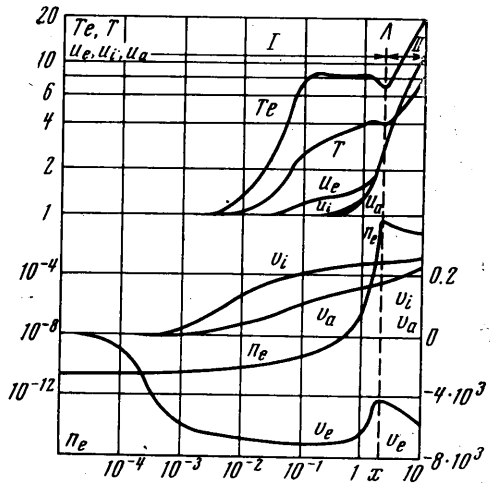
Граничными условиями для системы (1.1) при $x=0$ являются следующие:

$$(1.2) \quad u_{s0} = T_{s0} = n_{s0} = 1, \\ v_{s0} = 0, \quad n_{e0} = n_{i0} \approx 2.2 \cdot 10^{-11}$$

где n_{e0} и n_{i0} — равновесные концентрации заряженных частиц в набегающем потоке. Система (1.1) с граничными условиями (1.2), интегрировалась численным методом Рунге — Кутты с постоянным специально подобранным шагом.

Отметим, что оценки слагаемых в уравнении энергии электронного газа были проведены для зоны ионизации. В зоне ускорения эти оценки могут нарушаться, и в этом смысле приведенные ниже результаты расчета параметров плазмы в этой зоне следует рассматривать как приближенные. Однако, как будет видно из сравнений результатов расчета с экспериментальными данными, полученное решение неплохо описывает течение как в зоне ионизации, так и в зоне ускорения.

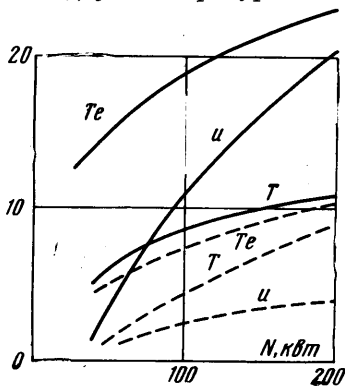
Как видно из графика (фиг. 1), при попадании плазмы в область, занятую электрическим полем, поперечная скорость электронов v_e изменяется существенно более сильно, чем v_i и v_a . Продольные скорости компонент в области ионизации I возрастают гораздо слабее, чем в зоне ускорения II . В области I можно выделить «зону нагрева» [8], в которой температура компонент быстро нарастает, и «зону неравновесности» [8], в которой сильно изменяются концентрации компонент. Так как при этом T_e изменяется слабо, можно предположить, что в этой зоне вся энергия, приобретаемая электронами в электрическом поле, немедленно тратится на ионизацию атомов. Как видно из фиг. 1, вплоть до значений $n_e \sim 10^{-6}$



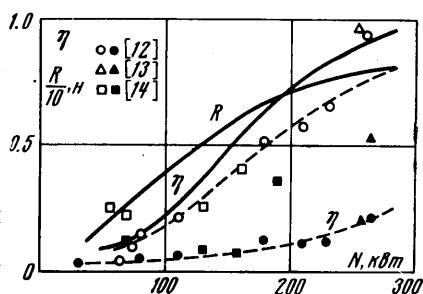
Фиг. 1

концентрация компонент изменяется довольно слабо. Оценки показывают [5, 6], что определяющими процессами в этой области являются столкновения атом — атом и радиационные. При $n_e \geq 10^{-6}$ преобладающими в процессе ионизации становятся столкновения электрон — атом и ионизация принимает лавинообразный характер. При этом T_e несколько уменьшается, а после завершения ионизации снова возрастает.

В области $x > \Lambda$ имеет место равновесное по n_e течение полностью ионизованной двухтемпературной плазмы. Так как из-за нагрева газа суммар-



Фиг. 2



Фиг. 3

ная концентрация частиц уменьшается, а n_e отнесены к исходной концентрации n_0 , то в области $x \geq \Lambda$ безразмерные концентрации $n_e \approx n_i < 1$ и продолжают уменьшаться с ростом температуры электронов.

Проведенные расчеты показывают, что в ряде практически интересных случаев (такой случай реализуется, в частности, при условиях, принятых для настоящего расчета) поперечные скорости тяжелых компонент, получающиеся из расчета системы уравнений (1.1), оказываются малыми. В этих условиях систему уравнений (1.1) можно рассматривать как гидравлическую модель для течения плазмы в канале МГД ускорителя. При этом параметры на выходе зоны ионизации следует рассматривать как начальные значения для этой системы. Используя эти соображения, приведенные выше результаты можно трактовать как расчет течения плазмы в канале ускорителя со сплошными электродами при $E_x = 0$ и при пренебрежении концевыми эффектами и влиянием стенок.

Для сопоставления результатов расчета с экспериментальными данными рассмотрим канал постоянного прямоугольного сечения, две стороны которого ширины b — электроды, а две другие стороны высоты h — изоляторы. Мощность N , подводимая к такому каналу от внешних источников электроэнергии, будет определяться как $N = IU$, где I — полный ток, $U = E_0 h$.

Рассмотрим для примера канал, в котором стороны $b = h = 3$ см, а длина $L = 10$ см, и проанализируем суммарные характеристики этого ускорителя на основе приведенного выше решения. На фиг. 2 приведены параметры на выходе зоны ионизации (которые одновременно являются параметрами на входе зоны ускорения (пунктирные линии)) и на выходе зоны ускорения (сплошные линии) в зависимости от приложенной электрической мощности N . Как видно из графика, изменение параметров плазмы в зоне ионизации существенно. Так, T_e и T возрастают почти на порядок. Скорость плазмы в зоне ионизации изменяется не сильно и при проведении оценочных расчетов может приниматься постоянной. В зоне ускоре-

ния продолжается увеличение температуры и скорости плазмы, причем всюду $T_e > T$, а следовательно, и $p_e > p$, так как $n_e \approx n_i$.

На фиг. 3 сплошными линиями приведены рассчитанные, а пунктирными — измеренные значения тяги R и к.п.д. η ускорителя рассматриваемой схемы. Экспериментальные данные приведены для близких к принятым в данном расчете значений магнитного поля, размеров канала и величины расхода рабочего тела. Как видно из графика, рассчитанные значения тяги достаточно близки к экспериментально измеренным, тогда как рассчитанные значения к.п.д. превышают экспериментальные в 4—6 раз. Объясняется это тем, что к.п.д. не учитывает потерь, связанных, например, с концевыми и пристеночными эффектами и т. д.

Отметим, что расчеты ускорителей, проводимые методом интегральных соотношений без учета параметров в зоне ионизации [12—14], дают результаты, настолько сильно отличающиеся от экспериментальных, что сравнивать их не имеет смысла. С другой стороны, приведенный выше расчет течения плазмы в МГД ускорителе с учетом изменения параметров в зоне ионизации даже в одномерном приближении позволяет получить результаты, достаточно близкие к измеренным экспериментально. Это обстоятельство позволяет рекомендовать построенную выше гидравлическую модель для расчета ускорителей плазмы. В рамках этой модели, пользуясь экспериментальными данными о соответствующих коэффициентах переноса, не представляет труда учесть трение и теплообмен на стенках канала, что позволит более точно рассчитывать энергетические характеристики МГД ускорителя.

Автор благодарит Г. А. Любимова, просмотревшего рукопись и сделавшего ряд ценных замечаний.

Поступила 13 VI 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Велизов Е. П., Дызне А. М., Шипук И. Я. Ионизационная неустойчивость плазмы с горячими электронами. In: Proc. 7-th Internat. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. Beograd, vol. 2, 1965. Beograd, Gradevinska, Knjiga, 1966.
2. Бармин А. А., Куликовский А. Г. Об ударных волнах, ионизирующих газ при наличии произвольного ориентированного магнитного поля. В сб. «Проблемы гидродинамики и механики сплошной среды». М., «Наука», 1969.
3. Попов Ю. П. К расчету магнитогиродинамических ударных волн, ионизирующих газ. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1970, т. 10, № 5, стр. 1238.
4. Брушлинский К. В., Герлах Н. И., Морозов А. И. Двумерное стационарное течение хорошо проводящей плазмы в коаксиальной системе Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 2, стр. 189.
5. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
6. Биберман Л. М., Мнацаканян А. Х., Якубов И. Т. Ионизационная релаксация за сильными ударными волнами в газах. Усп. физ. н., 1970, т. 102, вып. 3, стр. 431.
7. Hoffert M. I. Nonequilibrium structure hydromagnetic gas-ionizing shock fronts in argon. Phys. Fluids, 1968, vol. 11, No. 1, p. 77.
8. Кружилин Н. А., Якубов И. Т. Исследование развития ионизации на входе в канал МГД-генератора. Electr. MHD, 1968, vol. 1, Vienna, 1968.
9. Царьков В. Г. О структуре фронта дуги в магнитогиродинамическом ускорителе. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 1.
10. Вагажин А. В., Любимов Г. А., Регирер С. А. Магнитогиродинамические течения в каналах. М., «Наука», 1970.
11. Алиевский М. Я., Жданов В. М., Полянский В. А. Тензор вязких напряжений и тепловой поток в двухтемпературном частично ионизованном газе. ПМТФ, 1964, № 3.
12. Фаворский О. Н., Фишгойт В. В., Янговский Е. И. Основы теории космических электрореактивных двигательных установок. М., «Высшая школа», 1970.
13. Demetriades S. T., Ziemer R. W. Direct-thrust and efficiency measurements of a continuous plasma accelerators. ARS Journal, 1961, vol. 31, No. 9, p. 1278.
14. Blackman V. H., Sunderland R. J. Experimental performance of a crossed-field plasma accelerators. AIAA Journal, 1963, vol. 1, No. 9.