

О СТРУКТУРЕ ФРОНТА ДУГИ В МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ УСКОРИТЕЛЕ

В. Г. ЦАРЬКОВ

(Москва)

Из уравнения энергии электронного газа получено соотношение, описывающее изменение температуры электронов и степени ионизации в разряде ускорителя.

Рассмотрены процессы прямой и ступенчатой ионизации. Определены скорости компонент плазмы в зоне ионизации. На основании полученных результатов построен график зависимости от приложенного электрического поля и скорости набегающего потока параметров плазмы на выходе из зоны ионизации, которые следует рассматривать как начальные для задачи Коши о расчете параметров в ускорителе.

Развитие ионизации в газовом разряде можно рассматривать как распространение фронта ионизации, скорость которого не превышает 1 км/сек (см., например, [1, 2]). Следовательно, если скорость газа больше этой величины, дуга будет выдуваться и может перейти в неустойчивый режим.

Формула для вычисления скорости распространения фронта ионизации приведена в [4]. Там же приводятся результаты измерения этой скорости.

В [2] проведен расчет предыонизатора для МГД-генератора. Предполагая, что скорость газа, концентрация присадки и температура электронов постоянны, выведено линейное дифференциальное уравнение относительно концентрации электронов.

В [3] проведено исследование развития ионизации на входе в канал МГД-генератора. В работе выписано уравнение энергии для электронов, в котором опущены некоторые члены. По-видимому, необходимые оценки авторами делались ранее и известно, какими членами в данном случае можно пренебречь. В случае же ускорителя заранее не известно, какова роль отдельных членов в уравнении энергии, и соответствующие оценки должны быть проведены.

Для исследования структуры зоны ионизации в дуге ускорителя рассмотрим упрощенную схему разряда (фиг. 1). Будем рассматривать ту область разряда, в которой дуга приблизительно перпендикулярна набегающему потоку. (Такую область можно выделить в любом месте разряда, предполагая, что высота выделенного слоя мала.) Поэтому изменение всех параметров в поперечном направлении учитывать не будем. В этом случае можно воспользоваться одномерными уравнениями.

Рассмотрим многокомпонентную частично ионизированную плазму. Пусть n_i , n_e , n_a — соответственно среднее число ионов, электронов и атомов в единице объема. Будем считать плазму квазинейтральной $n_e \approx n_i$.

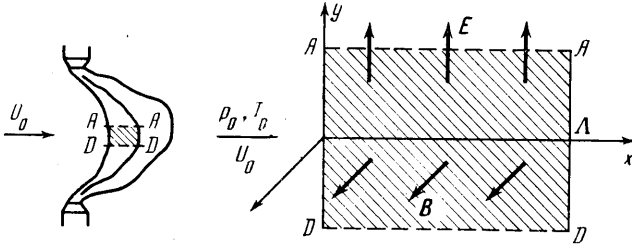
В качестве рабочего тела будем рассматривать аргон. Оценки, проведенные ниже, были сделаны для ряда других рабочих тел и получены аналогичные результаты. Схема течения приведена на фиг. 1.

В области $x < 0$ имеет место поступательный поток с параметрами u_0 , T_0 , p_0 . В сечении $x = 0$ электрическое поле, направленное вдоль оси y , скачком принимает значение $E_0 = \text{const}$. Магнитное поле $B_0 = \text{const}$ направлено по оси z во всей области $|x| < \infty$. В области $x > \Lambda$ (Λ — длина зоны ионизации, которая определяется в результате решения задачи) плазма приходит в равновесное двухтемпературное состояние. В области $0 \leq x \leq \Lambda$ имеет место неравновесное течение, где протекают реакции ионизации.

При анализе процессов ионизации в случае аргона можно ограничиться рассмотрением трехуровневой схемы атома и учитывать только пере-

ходы электронов оболочки между основным уровнем, возбужденным и свободным состояниями.

Здесь θ_4 — угол между относительными скоростями частиц до и после экспериментальными величинами. Так как экспериментальные данные различных авторов сильно отличаются одни от других и в качестве сечения ионизации возбужденного атома приходится пользоваться некоторым усредненным значением, то для оценки справедливости сделанных упрощений (о замене всей совокупности верхних уровней одним, характери-



Фиг. 1

зующимся некоторым усредненным значением сечения перехода) необходимо проверить, насколько чувствительны получающиеся результаты к вариации сечением ионизации возбужденного атома Q^* .

Как показали расчеты, влияние изменения в разумных пределах величины Q^* на длину зоны ионизации Λ и параметры на выходе мало.

Таким образом, изменение концентраций компонент в зоне ионизации будет описываться следующими уравнениями:

$$\frac{d}{dx}(n_e u_e) = \alpha_e n_e n_a - \beta_e n_e^2 n_i + \alpha^* n_e n^* - \beta^* n_e^2 n_i \quad (1.1)$$

$$\frac{d}{dx}(n^* u_a) = \alpha_e^* n_e n_a - \beta_e^* n^* n_e + \beta^* n_e^2 n_i - \alpha^* n_e n^* - \frac{n^*}{\tau} \quad (1.2)$$

$$n_a = n_0 - n_e - n^* \quad (1.3)$$

Здесь α_e и β_e , α^* и β^* — коэффициенты ионизации и рекомбинации с основного и возбужденного состояний, α_e^* и β_e^* — коэффициенты возбуждения и девозбуждения (деактивации) атома, последний член в (1.2) учитывает влияние выхода излучения на концентрацию возбужденных атомов, u_a , u_e — средняя массовая скорость атомов и электронов.

Все коэффициенты ионизации, возбуждения и обратных процессов определяются температурой электронов.

Начальные значения при $x = 0$ определяются параметрами плазматрона. В проводившихся расчетах для концентраций компонент, электрического и магнитного полей принимались значения $n_e = 2.4 \cdot 10^{11}$, $n^* = 1.5 \cdot 10^{14}$, $n_a = n_0 = 2.4 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$, $T_0 = 3 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{К}$, $u_0 = 10^3 \text{ сек}^{-1}$, $E_0 = 5 \cdot 10^3 \text{ в/м}$, $B_0 = 0.3 \text{ тл}$. Как показали проводившиеся ранее расчеты, $\Lambda_0 = 10^{-2} \text{ м}$.

Так как процессы ионизации определяются температурой электронов, то уравнение энергии электронного газа во внешних постоянных электрическом E_0 и магнитном B_0 полях следует рассматривать детально. В стационарном случае уравнение энергии электронов может быть записано в следующем виде [2]:

$$\text{div}(2.5 n_e k T_e \mathbf{v}_e) = \sum_m Q_m \quad (1.4)$$

Здесь

$$Q_1 = \frac{|j|^2}{\sigma}, \quad Q_2 = 3k \frac{m_e}{m} n_e v_e^* (T_e - T)$$

$$Q_3 = -\operatorname{div} \mathbf{q}_e, \quad Q_5 = \mathbf{v}_e \nabla p_e, \quad Q_6 = I dn_e / dt$$

Об излучении Q_4 будет сказано ниже. Можно показать, что роль диффузии в данном случае мала.

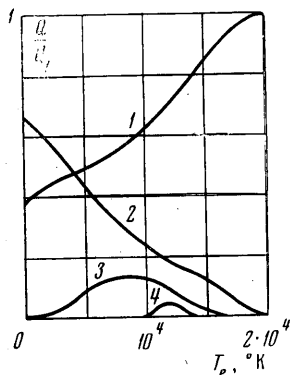
Для того чтобы выделить главные члены, вычислим приближенно каждую из составляющих в уравнении (1.4), задаваясь различными значениями температуры электронов. Концентрацию электронов, входящую в уравнение энергии, можно оценить при помощи уравнений (1.1) — (1.3), заменив производные в левой части этих уравнений отношением концентраций компонент к характерному времени процесса $\tau_0 \sim \Lambda_0 / u_0$.

Слагаемые в уравнении (1.4) можно оценить следующим образом:

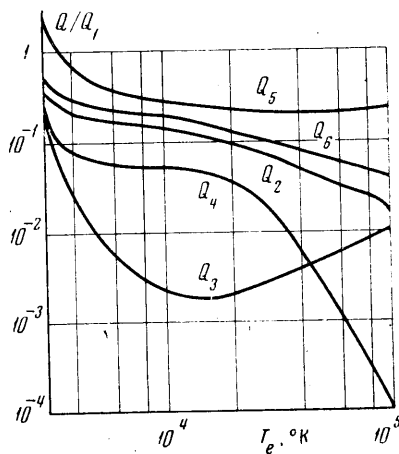
$$Q_3 \sim \kappa_e \frac{T_e}{\Lambda_0}, \quad Q_5 \sim \frac{v_e n_e k T_e}{\Lambda_0}, \quad Q_6 \sim I \frac{n_e}{\tau_0}$$

$$Q_7 = \operatorname{div} (2.5 n_e k T_e \mathbf{v}_e) \approx Q_5, \quad \mathbf{j} = n_e e (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e) \approx -n_e e \mathbf{v}_e$$

В этих выражениях σ — электропроводность, v_e^* — частота столкновений электронов с тяжелыми частицами, κ_e — коэффициент электронной теплопроводности. Выражения для v_e^* и κ_e приведены в [5].



Фиг. 2



Фиг. 3

Остановимся на вычислении члена Q_4 . Наиболее существенными из радиационных процессов в случае аргона являются переходы между возбужденными уровнями (связанно-связанные) [6], переходы между близкими верхними уровнями и связанно-свободные [7] и свободно-свободные переходы в полях ионов [8]. Баланс энергии, излучаемой аргоновой плазмой в интервале температур электронов до $2 \cdot 10^4$ °K, приведен на фиг. 2. Кривая 1 здесь соответствует излучению резонансной линии, кривые 2, 3, 4 — излучению при переходах с $4p$ -уровня на $4s$ -, $3d$ -, $5s$ -уровни соответственно. Из графика видно, что почти во всем диапазоне температур основной вклад в энергию излучения дает резонансная линия. При малых температурах становится заметным вклад излучения при переходах $4p$ - $4s$.

Изменение составляющих, входящих в уравнение энергии электронного газа, отнесенных к величине джоулева нагрева Q_1 , иллюстрирует фиг. 3.

Вплоть до температур порядка $7 \cdot 10^4$ °К переносом энергии за счет излучения Q_4 и теплопроводности Q_3 по сравнению с прочими членами в уравнении энергии можно пренебречь. Таким образом, уравнение энергии электронного газа приобретает вид

$$\begin{aligned} \frac{|j|^2}{\sigma} = \frac{d}{dx} \left(\frac{5}{2} k n_e u_e T_e \right) + I \frac{d}{dx} (n_e u_e) + \\ + 3k \frac{m_e}{m} n_e v_e^* (T_e - T) - u_e \frac{dp_e}{dx} \end{aligned} \quad (1.5)$$

Для определения температуры тяжелых частиц воспользуемся суммой уравнений энергии ионного и нейтрального газов

$$\frac{d}{dx} \left[\frac{5}{2} k T (n_i u_i + n_a u_a) \right] = 3k \frac{m_e}{m} n_e v_e^* (T_e - T) + u_i \frac{dp_i}{dx} + u_a \frac{dp_a}{dx} \quad (1.6)$$

Скорости компонент определялись из уравнений движения (инерциальными членами в уравнении движения электронного газа пренебрежем)

$$0 = -\nabla p_e - n_e e (\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}) - m_e n_e \cdot [v_{ei} (\mathbf{v}_e - \mathbf{v}_i) + v_{ea} (\mathbf{v}_e - \mathbf{v}_a)] \quad (1.7)$$

$$\begin{aligned} m n_i (\mathbf{v}_i \nabla) \mathbf{v}_i = -\nabla p_i + n_i e (\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}) - \\ - n_i [m_e v_{ie} (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e) + \frac{1}{2} m v_{ia} (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_a)] \end{aligned} \quad (1.8)$$

$$m n_a (\mathbf{v}_a \nabla) \mathbf{v}_a = -\nabla p_a - n_a [\frac{1}{2} m v_{ai} (\mathbf{v}_a + \mathbf{v}_i) + m_e v_{ae} (\mathbf{v}_a - \mathbf{v}_e)] \quad (1.9)$$

Уравнения (1.1) — (1.9) были записаны в безразмерных переменных

$$\bar{v} = \frac{v}{u_0}, \quad \bar{T} = \frac{T}{T_0}, \quad \bar{p} = \frac{p}{p_0}, \quad \bar{n} = \frac{n}{n_0}, \quad \bar{x} = \frac{x}{\Lambda_0}, \quad \bar{E} = \frac{E}{E_0}, \quad \bar{B} = \frac{B}{B_0}$$

В дальнейшем все результаты будут приведены в безразмерном виде, причем черточки над безразмерными переменными опустим.

Решение системы (1.1) — (1.9), состоящей из упрощенных уравнений кинетики ионизации и энергии и уравнений движения, позволяет получить профили всех параметров в зоне ионизации дуги ускорителя.

Расчеты показали, что в дуге ускорителя развитие ионизации проходит через три характерные стадии (фиг. 4).

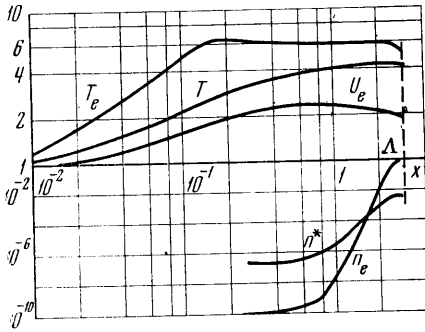
На первом этапе («этапе нагрева», сохраняя терминологию [3]) температура электронов быстро нарастает. При этом концентрация частиц и температура тяжелых частиц существенно измениться не успевают. Вместе с T_e возрастает скорость электронов. На втором этапе («этапе неравновесности») температура электронов изменяется медленно. При этом уравнение энергии электронного газа упрощается, так как изменением температуры электронов можно пренебречь. На этом этапе концентрация электронов постепенно нарастает и в конце его достигает максимального значения. В дальнейшем плазма приходит в равновесное двухтемпературное состояние (третий этап). (Заметим, что равновесным здесь называется состояние, когда концентрации компонент определяются равновесными соотношениями Больцмана «Саха».)

Скорости компонент по сравнению с их температурой изменяются сравнительно слабо, причем изменение скорости тяжелых частиц составляет приблизительно 10⁻³% изменения скорости электронов.

Таким образом, при исследовании структуры зоны ионизации можно предполагать скорости компонент постоянными, что значительно упрощает задачу.

Длина зоны ионизации определяется точкой, в которой приведенная концентрация электронов n_e обращается в единицу. При $E_0 = 5000$ в/м и $B_0 = 0.3$ тл длина зоны ионизации $\Lambda \approx 2.0$ см.

Фиг. 5 иллюстрирует влияние скорости набегающего потока (кривые 1 и 3), приложенного электрического поля (кривые 2 и 4) и выхода излучения на длину, зоны ионизации. При увеличении скорости

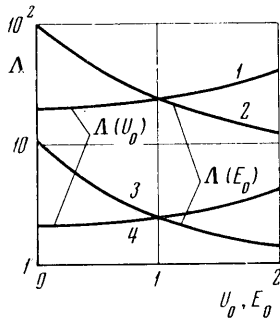


Фиг. 4

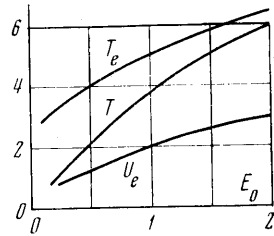
на входе в зону ионизации и приложенного электрического поля в четыре раза длина зоны ионизации в первом случае увеличивается, а во втором — уменьшается приблизительно в три раза. Выход излучения оказывает сильное влияние на кинетику ионизации, сильно уменьшая заселенность возбужденных уровней и затягивая развитие ионизации.

Для оценки правильности расчета концентрации возбужденных атомов необходимо сравнить полученные значения n^* с бальцмановской равновесной концентрацией. Расчеты показали, что по порядку величины значения этих параметров на выходе зоны ионизации совпадают.

В результате расчетов были получены значения параметров на выходе зоны ионизации при различных значениях приложенного электрического поля (фиг. 6), которые следует рассматривать как начальные данные для расчета параметров в канале ускорителя. Скорость тяжелых частиц практически не изменяется. Скорость электронов увеличивается по сравнению со скоростью втекающего газа в 2—3 раза. Температура электронов и ионов (а следовательно, и давление, так как $n_e = n_i = 1$ на выхо-



Фиг. 5



Фиг. 6

де зоны ионизации) увеличиваются существенно, причем температура (и давление) электронов превышают температуру (и давление) ионов.

Автор благодарит Г. А. Любимова и И. Т. Якубова за полезные обсуждения.

Поступило 23 III 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Волков В. М. Импульсный неизотермический разряд в смесях инертных газов с цезием. Теплофизика высоких температур, 1965, т. 3, № 1.
2. Саттон Дж., Шерман А. Основы технической магнитной газодинамики. М., «Мир», 1968.
3. Кружилин Н. А., Якубов И. Т. Исследование развития ионизации на входе в канал МГД-генератора. Симпозиум по производству электроэнергии с помощью МГД-генераторов, Варшава, 1968.

4. Биберман Л. М., Якубов И. Т. Установление ионизационного равновесия за фронтом ударной волны в атомарном газе. Ж. техн. физ., 1963, т. 33, № 11, стр. 1344.
5. Алиевский М. Я., Жданов В. М., Полянский В. А. Тензор вязких напряжений и тепловой поток в двухтемпературном частично ионизированном газе. ПМТФ, 1964, № 3.
6. Москвин Ю. В. Излучательные способности некоторых газов в области высоких температур $6000 \div (2000) \div 12000^\circ \text{K}$. Теплофизика высоких температур, 1968, т. 6, вып. 1.
7. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Норман Г. Э. Энергия, излучаемая равновесной плазмой в спектральных линиях. Оптика и спектроскопия, 1963, т. 14, вып. 3.
8. Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа. М., «Мир», 1965.
9. Севастьяненко В. Г., Якубов И. Т. Радиационное охлаждение газа, нагретого сильной ударной волной. Оптика и спектроскопия, 1964, т. 16, вып. 1.