

ДИНАМИКА ПЛАЗМЕННОЙ ОБОЛОЧКИ С ВЫНЕСЕННЫМ ТОКОМ

В. С. Комельков, А. П. Кузнецов, В. В. Перебийнос,
А. С. Плешанов, М. Т. Соломонов

(Москва)

Данная работа является продолжением и развитием исследований [1]. При этом по сравнению с [1] исследование проводилось на более мощной экспериментальной установке, а численный метод расчета значительно усовершенствован. Теоретически рассмотрены прогнозные варианты разлета и ускорения плазмы за пределами электродов ускорителя на установках с еще более высокими параметрами, позволившими существенно увеличить токи выноса.

1. Эксперимент. Плазменный сгусток генерировался коаксиальным импульсным ускорителем, подобным [2]. Ускоряемым газом и атмосферой, в которой происходило ускорение и разлет, был водород при давлении около $p_0 = 10^4$ Па. Накопителями служили две конденсаторные батареи общей емкостью 72 мкФ, рабочим напряжением 30 и 40 кВ. Использовался метод повторного наложения тока [3] так, что к моменту выхода сгустка из торца ускорителя общий ток в разряде достигал 1,2 МА.

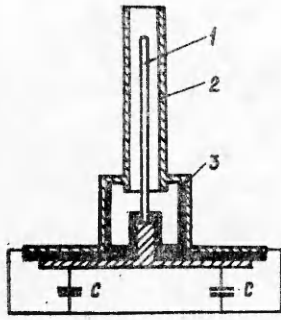
Схема токоподвода и устройство системы профилированных электродов плазменного ускорителя показаны на фиг. 1. Центральный электрод 1 представляет собой танталовый стержень диаметром 10 мм, расположенный по оси ускорителя, внешний электрод 2 — цилиндр из нержавеющей стали, внутренний диаметр которого 40 мм. Геометрические размеры и форма электродов выбраны так, чтобы зажигание разряда происходило не по поверхности изолятора 3, а на некотором расстоянии от него, что исключало вовлечение материала изолятора в ускоряющую плазму, по крайней мере в течение первой четверти периода разрядного тока.

Типичная осциллограмма тока в эксперименте приведена на фиг. 2, где излом соответствует подключению второй батареи.

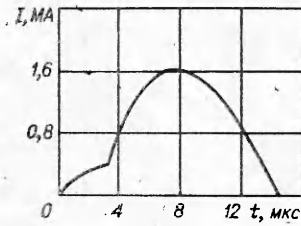
Скорость движения плазменного сгустка синхронизировалась по времени с разрядным током, что позволило определить значение общего тока в разряде в момент выхода сгустка из торца ускорителя. Форма и скорость плазменной струи (полученных в разных экспериментах) определялись из поперечных фоторазверток, снятых на разных расстояниях от среза сопла. По ним строился профиль сгустка. К сожалению, точность определения радиальных размеров последнего относительно невелика. В дальнейшем использовались экспериментальные данные только о траектории и скорости движения приосевой области сгустка. Эти данные, как и в [2], помогли оценить значения массы сгустка и тока в нем.

2. Расчет разлета. Модель и метод расчета. Плазменный сгусток, движущийся за пределами сопла, представляет собой ранее изученный «фонтанирующий пинч» [4, 5], включающий в себя в первой фазе как выброшенную из ускорителя плазму, так и плазму, образовавшуюся за фронтом ударной волны. Схематически конфигурация струи, представляющей собой полое осесимметричное тело, относящаяся к некоторому моменту времени, изображена на фиг. 3 (заштрихованная область), здесь же нанесены координатные линии расчетной сетки и токовая перемычка (токовый шнур), несущая ток I .

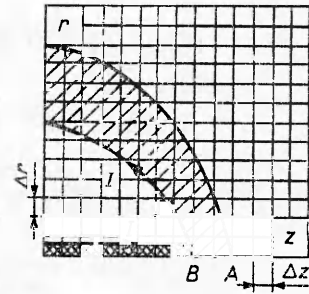
Из оценки $\delta/l \sim 1/\sqrt{Re_m}$ (см., например, [6]), где δ — толщина скин-слоя; l — масштаб длины; $Re_m = \mu\sigma vl$ — магнитное число Рейнольдса (μ — магнитная проницаемость, σ — проводимость, v — масштаб скорости), при значениях $\mu \approx \mu_0 \approx 10^{-6}$ Г/м, $\sigma \approx 10^4-10^5$ (Ом·м) $^{-1}$, $v \approx 10^4-10^5$ м/с, $l \approx 10^{-1}$ м имеем $Re_m \approx 10-10^3$ и $\delta/l \approx 0,03-0,3$, так что плазма может считаться идеально проводящей, т. е. непроницаемой для магнитного поля. Принимается также обычное предположение о квазинейтральности плазмы.



Ф и г. 1



Ф и г. 2



Ф и г. 3

Система уравнений гидродинамики имеет вид

$$(2.1) \quad \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + v \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial r} + v \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = 0,$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} + v \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + \frac{p}{\rho} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru) + \frac{\partial v}{\partial z} \right] = 0,$$

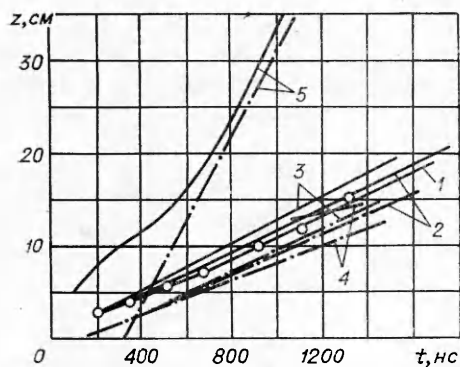
где r, z — радиальная и осевая координаты соответственно; u, v — радиальная и осевая компоненты скорости; ρ — плотность; p — давление; ε — удельная внутренняя энергия. Для замыкания системы (2.1) использовались таблицы термодинамических функций водорода, любезно предоставленные И. Б. Рождественским.

Решение системы (2.1) осуществлялось с помощью модифицированного метода частиц в ячейках [7], что позволило, в частности, обойтись в (2.1) без уравнения неразрывности. Вещество в каждой ячейке при расчете переноса моделировалось случайным распределением от 100 до 1000 частиц. Граница полости отслеживалась ячейечно в соответствии с максимальными (или минимальными) координатами частиц, находящихся (или перенесенных) в данной ячейке.

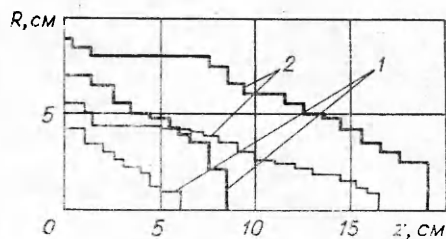
Начальные и граничные условия. Плазменный сгусток в начальный момент считался диском сжатой в ударной волне плазмы. Параметры течения за фронтом сжимающей водород ударной волны определялись из полученных в эксперименте данных о скорости фронта ударной волны $D_0 = 8 \cdot 10^4$ м/с. В соответствии с этим определились величины: температура $T_0 = 4 \cdot 10^4$ К, $\rho_0 = 7 \cdot 10^{-2}$ кг/м³, $p_0 = 4,7 \cdot 10^7$ Па и $v_0 = 7 \cdot 10^4$ м/с ($u_0 = 0$).

Граничные условия определялись из следующих соображений. Давление окружающей сгусток атмосферы равно 10^4 Па, $\rho = 8,189 \cdot 10^{-3}$ кг/м³. В полости действует магнитное давление, определяемое током и расстоянием r от оси, $p_m = (1/2)\mu_0(I/2\pi r)^2$. На координатных поверхностях $r = 0$ (ось z) и $z = 0$ (плоскость среза коаксиала ускорителя) задавались условия типа «жесткая стенка». Для оси z такое условие вполне естественно. Оправданием его и для плоскости $z = 0$ был тот факт, что на всех снятых кадрах отсутствует сколько-нибудь заметное затекание плазмы за эту плоскость. В соответствии с количеством вещества, выбрасываемым из ускорителя, в ячейках, примыкающих к срезу, поддерживались условия постоянства потока до тех пор, пока вся масса не была израсходована. Начиная с этого момента и происходит формирование полости. Давление в токовой перемычке определялось из условия ее равновесия. Согласно данным эксперимента, диаметр токового шнура 5 мм.

Результаты расчета и сопоставление с экспериментом. Как и в [1], результаты расчетов вариантов, в которых в качестве определяющих величин использовались весь разрядный ток I_0 и вся масса m_0 газа, содержащаяся в ускорителе, не отвечали данным эксперимента. Удовлетворительное согласие с экспериментом дали варианты, в которых $I = 0,3$ МА



Ф и г. 4



Ф и г. 5

($\approx 0,3 I_0$), доля вынесенной массы составляла $0,2-0,5 m_0$. На фиг. 4 представлены графики траектории движения приосевой области сгустка, полученные из эксперимента и

при расчете. При этом сплошные линии соответствуют внешней границе оболочки, штрихпунктирные — внутренней границе; кривая 1 относится к экспериментальным данным. Расчеты проводились при двух значениях p_0 ($p_0 = 10^4$ Па — кривые 1—4; $p_0 = 10^3$ Па — кривые 5) и в трех предположениях о величине dI/dt (см. ниже). Удовлетворительное соответствие сравниваемых величин позволяет достаточно уверенно говорить о рассчитанных параметрах сгустка как в целом, так и локально.

Фиг. 5 дает представление о конфигурации плазменной оболочки в различные моменты времени (линии 1, 2 — $t = 0,72; 1,6$ мкс соответственно; жирные линии — внешняя граница оболочки, тонкие — внутренняя граница). Отчетливо заметно уменьшение скорости радиального движения границы полости вблизи среза ускорителя.

Анализ информации, полученной при расчете, позволил следующим образом представить картину разлета. Вылетевшая из ускорителя пробка сжатой плазмы начинает интенсивно расширяться, создавая в окружающей атмосфере ударную волну. Магнитное поле тока, действуя как поршень, формирует расширяющуюся полость; очень скоро радиальное движение полости замедляется вследствие квадратичного по радиусу падения магнитного давления. С другой стороны, в околоосевой области сгустка магнитное давление остается постоянным и течение здесь определяется двумя факторами: магнитный поршень старается ускорить некую массу газа; сама эта масса формируется при сложном взаимодействии втекающего в приосевую область уже разогретого в ударной волне газа и волны разрежения, увлекающей газ к периферии сгустка.

Эффект увеличения скорости приосевой области сгустка вблизи среза ускорителя объясняется максимальным значением магнитного давления в этой области, действующим на примерно постоянную массу приосевой области (газ, втекающий через фронт ударной волны, перемещается волной разрежения к периферии сгустка). Внутри коаксиала ускорение приосевой области может быть меньше из-за возрастания массы этой области по мере движения ударной волны (боковая волна разрежения менее интенсивна из-за неярко выраженного отклонения от одномерной картины течения). Характерными для рассматриваемого варианта являются следующие обстоятельства: а) движение приосевой области происходит начиная с некоторого момента с постоянной скоростью, в 1,5—2 раза превосходящей D_0 ; б) радиальное движение сгустка происходит таким образом, что радиальная скорость каждой точки наружного и внутреннего контура проходит через максимум, равный $3,5 \cdot 10^4$ м/с для точек внутреннего контура; в) внутренняя полость совершает незначительные колебания около некоторого среднего положения; г) температура сгустка вблизи наружной границы практически постоянна по контуру (за исключением приосевой области), начиная с $t \approx 200$ нс не зависит от времени и составляет 10^4 К; д) в околоосевой области параметры течения выходят на ста-

ционные значения, при этом температура здесь достигает $5 \cdot 10^4$ К, плотность 10^{-1} кг/м³ (степень сжатия около 10), давление $4 \cdot 10^7$ Па; е) «накачка» энергии в сгусток начиная с некоторого момента идет с постоянной скоростью.

Кроме варианта расчета с параметрами эксперимента, проведены расчеты-прогнозы, в которых варьировались значения тока I и начальной плотности газа ρ_0 . Необходимость в проведении таких расчетов диктовалась тем, что явление ускорения плазменных сгустков и их разлет привлекают все большее внимание, а разработанный метод расчета и математическая модель разлета позволяют получать достаточно надежные данные.

Прежде чем перейти к обзору результатов этих расчетов, следует сказать несколько слов о выборе параметров течения плазмы в ускорителе. Напомним, что экспериментальные данные (и то только о скорости движения фронта плазмы) имелись для случая, в котором эффективный ток оценивался равным 0,3 МА, а плотность водорода в ускорителе соответствовала давлению около 10^4 Па. По данным о скорости движения фронта D определялось давление за фронтом p . Находилось значение радиуса ($r_{эф}$), на котором принятый в качестве эффективного значения ток величиной I создавал магнитное давление p_m , равное p . Для всех вариантов-прогнозов параметры ударной волны внутри ускорителя определялись на основе принятых в варианте значений эффективного тока и плотности газа с использованием $r_{эф}$, определенного, как оговаривалось выше, для варианта, согласующегося с экспериментом. Такая система определения параметров ударной волны обеспечивала корректность процедуры сравнения результатов счета всех вариантов. Удобно характеризовать варианты параметром $\alpha = I^2/p_0$ (в просчитанных вариантах $10^7 < \alpha < 10^9$).

Таблица дает представление о некоторых результатах расчета таких вариантов. Вариант с $I = 0,3$ МА и $p_0 = 10^5$ Па не представлял интереса с точки зрения достижения экстремальных значений T или ρ и поэтому не рассчитывался. Вариант с $I = 2$ МА и $p_0 = 10^3$ Па, видимо, мог бы предопределить весьма высокие параметры течения, но потребовал бы уче-

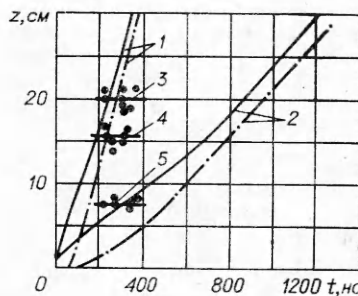
p_0 , Па	10^3	10^4	10^5
I , МА			
0,3	$\alpha = 9 \cdot 10^7$ $T = 2 \cdot 10^6$ $k_T = 4$ $v = 3 \cdot 10^5$ $k_v = 2$ $\rho = 1,7 \cdot 10^{-3}$ $k_\rho = 2$ $p = 4 \cdot 10^2$ $k_p = 1,3$	$\alpha = 9 \cdot 10^6$ $T = 5 \cdot 10^4$ $k_T = 1$ $v = 10^5$ $k_v = 1,5$ $\rho = 10^{-1}$ $k_\rho = 10$ $p = 4 \cdot 10^2$ $k_p = 1$	
1	$\alpha = 10^9$ $T = 2 \cdot 10^7$ $k_T = 3$ $v = 1,3 \cdot 10^6$ $k_v = 2$ $\rho = 1,6 \cdot 10^{-3}$ $k_\rho = 2$ $p = 5 \cdot 10^3$ $k_p = 1$	$\alpha = 10^8$ $T = 2,1 \cdot 10^6$ $k_T = 3$ $v = 3 \cdot 10^5$ $k_v = 2$ $\rho = 2 \cdot 10^{-2}$ $k_\rho = 2,5$ $p = 4,5 \cdot 10^3$ $k_p = 1$	$\alpha = 10^7$ $T = 3 \cdot 10^4$ $k_T = 1$ $v = 10^5$ $k_v = 1,6$ $\rho = 6 \cdot 10^{-1}$ $k_\rho = 9$ $p = 3 \cdot 10^3$ $k_p = 1$
2		$\alpha = 4 \cdot 10^8$ $T = 8 \cdot 10^6$ $k_T = 2,6$ $v = 7,8 \cdot 10^5$ $k_v = 2$ $\rho = 1,5 \cdot 10^{-2}$ $k_\rho = 2$ $p = 2 \cdot 10^4$ $k_p = 1$	$\alpha = 4 \cdot 10^7$ $T = 5 \cdot 10^6$ $k_T = 2,5$ $v = 2,3 \cdot 10^5$ $k_v = 2$ $\rho = 2,4 \cdot 10^{-1}$ $k_\rho = 3$ $p = 2 \cdot 10^4$ $k_p = 1$

та переноса излучения и потому также не считался. Что касается остальных вариантов, то отсутствие учета переноса излучения в них еще допустимо, хотя полученные результаты являются несколько завышенными. Для всех вариантов следует отметить ряд общих тенденций и зависимостей: движение приосевой области выходит на стационарный режим; выход на стационарное значение T и ρ в околоосевой области запаздывает, газ при этом интенсивно нагревается и расширяется; «накачка» энергии в сгусток осуществляется с постоянной скоростью.

Анализ таблицы позволяет выявить асимптотическое поведение (при $\alpha \rightarrow \infty$) ряда важных характеристик приосевой области течения: $k_T = T/T_{ув}$, $k_v = v/v_{ув}$, $k_p = p/p_{ув}$, $k_\rho = \rho/\rho_0$ (T , v , p , ρ — соответственно температура, осевая скорость, давление и плотность в околоосевой области при выходе на стационарный режим), индекс $ув$ указывает на то, что значения соответствующих величин определены для ударной волны, сформированной в коаксиале ускорителя. Иллюстрацией сказанного являются фиг. 4, 6. На фиг. 4 изображены траектории движения наружной и внутренней точек плазменного сгустка (соответственно точки A и B на фиг. 3), расположенных на его оси. На фиг. 6 изображены аналогичные зависимости для двух вариантов, в которых ток I полагался равным 2 МА, а давление p_0 принимало значения 10^4 Па (кривые 1) и 10^5 Па (кривые 2). На фиг. 6 для варианта с $p_0 = 10^4$ Па, кроме траекторий, изображены зависимости от времени величин p , ρ и T (соответственно кривые 3—5).

Хорошо виден выход на стационарный режим всех характеристик течения. Изображенные на этих зависимостях точки показывают разброс результатов счета, вызванный тем, что лагранжевы координаты частиц в ячейке суть случайные числа. Разброс результатов невелик: для p не более 7,5%, для ρ не более 10%, для T не более 6%. Определенный интерес представлял вопрос о влиянии изменения тока со временем на параметры движения плазменного сгустка. Здесь вполне реальными могли быть два случая: значение тока падает по мере увеличения индуктивности в системе ускоритель — сгусток (увеличивается длина токового шнура, меняется радиус полости); значение тока нарастает (в результате подключения новой батареи). Оценка уменьшения тока в результате изменения индуктивности показала, что для варианта $I = 0,3$ МА, $p_0 = 10^4$ Па это уменьшение составляет не более 50% за характерное время 1 мкс. Были рассчитаны варианты, в которых ток со временем менялся по закону $I = I_0(1 + kt)$ ($k = \pm 0,5 \cdot 10^6$). На фиг. 4 приведены траектории точек A и B для обоих значений p_0 . При этом кривые 2 соответствуют $k = 0$; 3 — $k = 0,5 \cdot 10^6$; 4 — $k = -0,5 \cdot 10^6$. Как видно из сравнения с соответствующим вариантом $I = 0,3$ МА и $p_0 = 10^4$ Па, учет изменения тока привел к незначительным коррекциям траекторий и всех остальных параметров течения.

Проведенное исследование позволило получить количественные характеристики течения водородной плазмы и обнаружить ряд важных качественных закономерностей. Результаты расчетов-прогнозов указывают на вполне реальную возможность получения плотной высокотемпературной плазмы в сплошной среде за пределами торца ускорителя. Последний при этом выполняет функцию «обострителя», позволяющего за время движения в нем плазмы увеличить разрядный ток до возможных предельных величин. Если иметь в виду режимы с большими значениями разрядного тока, то оценка величин скорости фронта и скорости течения может быть получена умножением на 2 значений соответствующих величин, измеренных в коаксиале ускорителя. Оценка температуры дается умножением температуры плазмы за ударной волной в ус-



Ф и г. 5

корителе на число, близкое к 3, оценка плотности сводится к умножению на 2 величины плотности газа в ускорителе до разряда. Давление же практически остается таким, каким оно было в газе, сжатом ударной волной внутри ускорителя, при условии его полного захвата.

Поступила 22 I 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Комельков В. С., Кузнецов А. П. и др. Разлет плазменной токовой оболочки.— ПМТФ, 1978, № 5.
2. Комельков В. С., Модзолеевский В. И. Формирование плазменной струи в воздухе при атмосферном давлении.— ЖТФ, 1971, т. 41, № 5.
3. Комельков В. С., Модзолеевский В. И. Ускорение плазмы повторным наложением тока.— IV Всесоюз. конф. по плазменным ускорителям и ионным инжекторам. Тезисы докладов. М., 1978.
4. Комельков В. С. Движение плазмы мощных разрядов в собственном магнитном поле тока.— В кн.: Ядерная физика. Труды II Международ. конф. по мирному использованию атомной энергии. Т. 1. М., 1959.
5. Васильев В. И., Комельков В. С. и др. Устойчивый динамический токовый шнур.— ЖТФ, 1960, т. 30, № 7.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1957.
7. Кузнецов А. П., Плешанов А. С. Численное исследование МГД-течения Прандтля—Майера.— Магнитная гидродинамика, 1976, № 4.

УДК 533.9.543.42

ХАРАКТЕРИСТИКИ СО₂-ЛАЗЕРНЫХ СРЕД С ВЫСОКИМ УРОВНЕМ НАКАЧКИ

В. В. Осипов, В. В. Савин, В. А. Тельнов

(Томск)

Возможность достижения больших удельных мощностей излучения и КПД стимулирует исследование по непрерывным СО₂-лазерам. Увеличение мощности излучения лазера связано с повышением мощности накачки и давления рабочей среды, что, как правило, сопровождается локализацией разряда и прекращением поступления энергии в газ. Граница устойчивости разряда в значительной мере определяется применяемыми методами возбуждения. Наибольшие успехи в этом направлении достигнуты при использовании электроионизационного метода возбуждения в СО₂-лазерах, где реализуются разряды мощностью 10 Вт/см³ [1].

Значительно большие мощности разряда получены в экспериментах по исследованию объемных разрядов применительно к СО₂-лазерам при использовании более плотных электронных пучков [2]. Однако увеличению мощности внешних ионизаторов в непрерывных СО₂-лазерах препятствует разогрев и разрушение тонких металлических фольг, разделяющих газовую кювету и вакуумный диод ускорителя [3]. Ввод электронных пучков в рабочую среду через газодинамические окна [4] пока не нашел широкого применения из-за сложности конструкции устройства по созданию большого перепада давления между газовой кюветой и рабочей зоной ускорителя.

Более перспективным представляется применение для этих целей комбинированного разряда [5—7]. В этом случае основная доля энергии вводится в газ при длительном самостоятельном разряде на стадии рекомбинационного распада плазмы, а создание необходимой концентрации заряженных частиц, поддерживающих протекание тока в рабочем объеме, осуществляется коротким самостоятельным разрядом. Основная трудность при возбуждении газовых сред таким способом на высоком уровне мощности связана с необходимостью применения такой развязки электрических цепей самостоятельного и несамостоятельного разрядов, которая бы не ограничивала ток несамостоятельного разряда.

В данной работе исследуются характеристики комбинированного разряда на высоком уровне мощности, что достигается применением схемы возбуждения разряда, обеспечивающей реализацию вышеупомянутого условия, и рассматриваются возможные лазерные характеристики при высоком уровне накачки, достигаемом в эксперименте.

1. Экспериментальные результаты. Повышение мощности комбинированного разряда в условиях, оптимальных для накачки СО₂-лазеров, сопряжены с необходимостью повышения концентрации зарядоносителей