

УДК 536.551

О ДИСКРЕТНОСТИ ИМПУЛЬСНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ

В. А. Морозов

(Минск)

Рассматривается дискретная структура импульсных сверхзвуковых плазменных струй, источником которых могут быть взрывообразные процессы на электродах и распространение волн возмущения в структуре струи. Волны возмущения распространяются со звуковой скоростью по различным направлениям и регистрируются на фоторазвертках в виде чередующихся полос различной интенсивности. Наблюдается появление возмущений при столкновении ударной волны с преградой. По экспериментальным данным определена скорость звуковых волн и рассчитана температура струи.

Дискретная структура импульсных плазменных струй обнаруживается при обычном импульсном разряде большой энергии, в импульсных плазменных струях, в электродных разрядных ударных трубах и импульсных ускорителях плазмы [1]. Считается, что дискретность связана с наличием отдельных высокотемпературных микросгустков плазмы («плазموидов»), движущихся в общем потоке. Однако в отдельных случаях, например, при выносе одного электрода за капилляр или при углублении электрода в корпус разрядника, периодических возмущений в истечении не наблюдается вообще.

Плазменные микросгустки, образовавшиеся при взрывообразном испарении, представляют собой области повышенной температуры и плотности, локализованные в пространстве (на фоторазвертках—это изогнутые диски повышенной яркости). По мере продвижения в среде они должны размываться, чего не наблюдается на фотографиях; для определенных истечений регистрируется их движение против движущегося потока.

Это свидетельствует о сложности процессов при образовании дискретной структуры в плазменной сверхзвуковой струе. По-видимому, вопрос о природе возмущений в таком истечении не может быть решен однозначно для всех импульсных струй и должен рассматриваться отдельно для каждого конкретного случая.

В [2] показано, что при мощном разряде в межэлектродном промежутке возникает ударносжатая область плазмы, которая совершает периодические колебания, распространяющиеся в объеме резонатора, ограниченном косыми скачками уплотнения.

В данной работе проведены исследования дискретных плазменных образований для импульсных плазмотронов, аналогичных [3], с помощью скоростной съемки истечения струи с четырехкратным увеличением. Были изучены структуры факелов и струй для Pb, Sn, Al, Cu, Fe, Mo, W, C на всем расстоянии от основания струи до прямого скачка уплотнения при энергиях свыше 500 дж. Наиболее четкую дискретную структуру имеют струи для электродов, изготовленных из W, C. Для легкоплавких металлов на фоторазвертках нет четкости и пространственной разделенности отдельных дискретностей.

Из временных фоторазверток структуры струи в направлении перпендикулярно оси струи (фиг. 1) видно, что отдельные дискретности имеют размеры, сравнимые с поперечным сечением струи. Они изогнуты, т. е. представляют собой тонкие диски. По обеим сторонам центральной наиболее яркой части струи наблюдаются периодические уплотнения (зоны повышенной яркости), расположенные в местах косых скачков струи. Они видны на увеличенной фотографии участка струи (фиг. 1, б). Частота появления их совпадает с дискретными возмущениями струи.

В начальной стадии истечения прерывистая структура струи не наблюдается в течение 6—8 мсек, затем появляются размытые прерывистые образования (9—12 мсек), потом струя принимает вид выраженной дискретной структурой (фиг. 1, а).

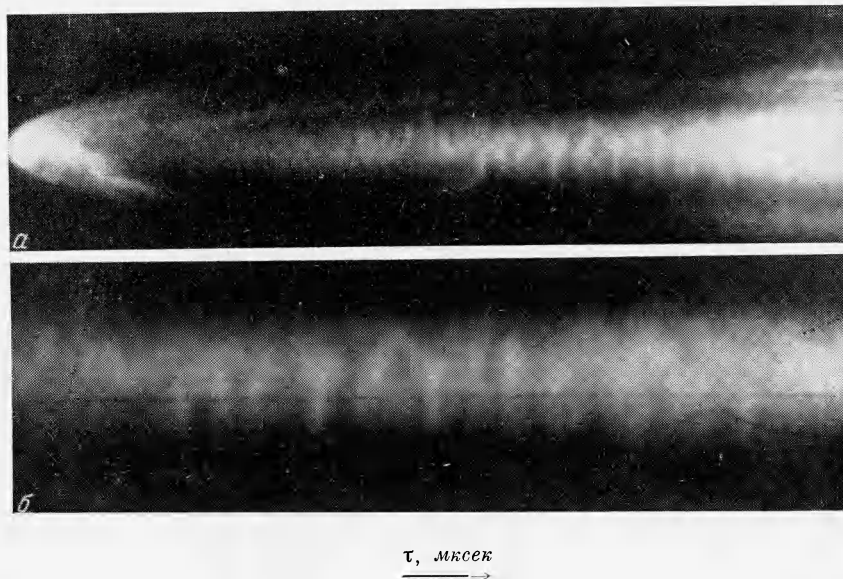
Такое истечение представляет собой сложное образование, в котором наряду с плазменными микросгустками существуют волны сжатия и разряжения, которые распространяются со звуковой скоростью в замкнутом объеме струи [4, 5]. Такие волны тоже создают возмущения в струе, которые регистрируются в виде периодических полос повышенной яркости (волны сжатия), разделенные темными полосами (волны разряжения) (фиг. 1).

Источником волн сжатия и разряжения могут служить взрывообразные процессы испарения на электродах. Волны распространяются в объеме, ограниченном прямыми и косыми скачками уплотнения. Распространяясь внутри объема, волны сжатия и разряжения доходят до скачков уплотнения и отражаются; в местах отражения волн сжатия образуются области повышенной яркости.

Отсутствие таких возмущений в начальный момент истечения (~ 10 мсек), по-видимому, связано с процессами прогрева воздуха и образованием волнистой структуры сверхзвуковой плазменной струи. Следует заметить, что регистрация звуковых волн от постороннего источника, распространяющихся в плазменном объеме, произ-

водится по зонам свечения, так же как прохождение волны от искрового разряда через дуговой разряд.

Подобные дискретные возмущения (волны разрежения и сжатия) наблюдаются при набегании струи на преграду. На скоростных фоторазвертках особенно отчетливо

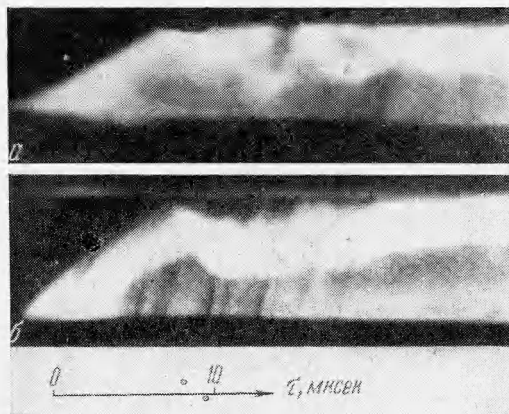


Фиг. 1

эти возмущения проявляются в начальной стадии воздействия струи на преграду (фиг. 2). При ударе фронта волны о преграду возникают звуковые волны. Волна сжатия, дойдя до границы объема в соответствии с положениями гидродинамики, должна сместить ее к преграде. Во время

подхода волны разрежения к ударному слою плазмы он отходит от преграды (фиг. 2). На фоторазвертках удастся наблюдать не более двух таких смещений ударного слоя плазмы вследствие затухания колебаний и экранировки периферическими зонами струи.

Обычно скорость истечения определялась методом фоторазверток по наклону отдельных струек, предполагалось, что скорость потока равна скорости этих дискретных возмущений. Изменение скорости отчетливо видно на фоторазвертках. Скорости распространения возмущений в прямом и обратном V_2 направлениях движения струи V_1 неодинаковы. По разности этих скоростей можно вычислить скорость звука (c) в среде, истинную скорость потока (u) и определить температуру струи T , решая совместно уравнение скорости и уравнение Саха, с учетом ионизации [2].



Фиг. 2

Ниже приведены результаты измерений для энергии разряда 600 Дж.

Скорость при одинаковом направлении движущегося потока и волны возмущения $V_1 = 11 \pm 1$ (км/сек), при противоположном $V_2 = 5.9 \pm 0.5$ (км/сек). Исходя из этого, найдем $C = 2.9 \pm 0.3$ (км/сек), $U = 8 \pm 0.9$ (км/сек), $T = 15\ 500^\circ$ К. Температура плазмы, определенная спектроскопическими методами, совпадает с полученной в пределах ошибок измерения.

Рассмотрение неоднородной структуры импульсных плазменных струй показало сложность физических процессов при образовании таких возмущений. Наряду с общепринятой точкой зрения, что прерывистость струи обусловлена дискретным поступлением вещества электродов при взрывообразном испарении, следует рассматривать возмущения не только как плазменные микросгустки, но и как проявление волн разрежения и сжатия, распространяющихся со звуковой скоростью в замкнутом плазменном объеме, который образует сама структура струи при достаточной энергии разряда.

Автор благодарит Л. И. Киселевского за внимание к работе и ряд ценных замечаний.

Поступила 9 XI 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Минько Л. Я. Получение и исследование импульсных плазменных потоков. Минск, 1970.
2. Киселевский Л. И., Султанов М. А. Исследование плазменных образований, возникающих при воздействии факелов импульсного разряда большой мощности. ПМТФ, 1966, № 4.
3. Морозов В. А., Киселевский Л. И. К вопросу о механизме разрушения тел под воздействием сверхзвуковых плазменных струй капиллярного импульсного разряда. Инж.-физ. ж., 1967, т. 13, № 5.
4. Бай Ши-и. Теория струй. М., Физматгиз, 1960.
5. Бай Ши-и. Введение в теорию течения сжимаемой жидкости. М., Изд-во иностр. лит., 1961.

УДК 536.24

ЗАДАЧА СТЕФАНА С ГРАНИЧНЫМ УСЛОВИЕМ ЧЕТВЕРТОГО РОДА

М. А. Каниболотский

(Якутск)

Задача Стефана с граничным условием четвертого рода методом квазистационарных состояний сводится к решению системы двух обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка относительно неизвестных границы раздела фаз и граничной температуры.

При расчетах режимов работы подземных хранилищ сжиженных газов большой интерес представляет динамика изменения температуры внутри хранилища.

Если такое хранилище расположено в водонасыщенном грунте, то после его заполнения грунт начнет промерзать, а температура сжиженного газа будет повышаться [1]. С точки зрения рациональной эксплуатации хранилища представляют интерес следующие две задачи: а) за какое время t_g температура сжиженного газа $T_g(t)$ поднимется от начальной температуры T_i до некоторой температуры T_g , определяемой технологическими соображениями? б) каким тепловым сопротивлением должны обладать стенки хранилища, чтобы за заданное время t_g температура $T_g(t)$ не поднялась выше допустимой?

Предположим, что хранилище представляет собой сферу радиуса R_0 . Тогда для определения $T_g(t)$ можно сформулировать следующую задачу.

Пусть в области, представляющей собой внешность сферы радиуса R_0 , находится водонасыщенный грунт с температурой $T_0 > 0$. Внутри этой сферы находится хорошо перемешиваемая жидкость, которая в момент времени $t = 0$ имеет температуру $T_i < 0$. Пусть также эта сфера обладает известным термосопротивлением. Очевидно, что в некоторый момент времени $t = t^*$ начнется промерзание грунта вокруг сферы. Найдем законы движения границы раздела фаз $R_p(t)$ и изменения температуры жидкости внутри сферы. Для этого нужно решить задачу Стефана со следующими граничными и начальными условиями [2]:

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} = \kappa_1 \left(\frac{\partial^2 T_1}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T_1}{\partial r} \right) \quad (R_0 \leq r \leq R_p(t))$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial t} = \kappa_2 \left(\frac{\partial^2 T_2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T_2}{\partial r} \right) \quad (R_p(t) \leq r < \infty)$$