

Р. ЛЯНЭ, Х. СУИ

## ИССЛЕДОВАНИЕ СТАБИЛИЗАЦИИ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ НА ОСИ ВИХРЕВОГО ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОГО РЕАКТОРА

(Представлена И. Эпиком)

В ряде процессов плазменной технологии для достижения более глубокой термической обработки частиц большое значение приобретает протяженность плазменной струи. Среди известных способов удлинения плазменной струи [1] привлекает к себе внимание способ вихревой стабилизации (по аналогии с вихревой стабилизацией электрической дуги в плазмотроне [2]).

Развитие струи на оси вихря более полно изучено для изотермических условий [3]. О развитии же в вихре высокотемпературной струи известно гораздо меньше. Согласно [4], переход от изотермического потока к горящему в циклонной камере сопровождается резким ростом аксиальных скоростей в приосевой области и сокращением зоны кольцевых обратных потоков. Получение данных, которые позволили бы обоснованно управлять развитием плазменной струи в вихревом реакторе, — цель настоящего исследования.

Экспериментальная установка состояла из плазмотрона, реактора и вспомогательного оборудования (рис. 1). Использовался дуговой плазмотрон постоянного тока, работающий в режиме по напряжению 100—400 В и силе тока 50—200 А. Материалом торцевого катода служил цирконий, медный ступенчатый анод имел на выходе диаметр 8 мм. Расход рабочего газа (воздуха) составлял 0,5—5,0 г/сек.

Катод и анод охлаждались водой, и при этом с целью проведения теплового баланса определялись потери тепла. Количество воды измерялось с помощью индукционных расходомеров ИР-51 и перепады температур — с помощью хромель-копелевых термопар. Максимальная среднемассовая температура газа на выходе из плазмотрона, рассчитанная из теплового баланса, составляла 5000 К.

Струя высокотемпературного газа поступала из плазмотрона в реактор, где она развивалась по оси вихря, создаваемого тангенциальным вводом воздуха через

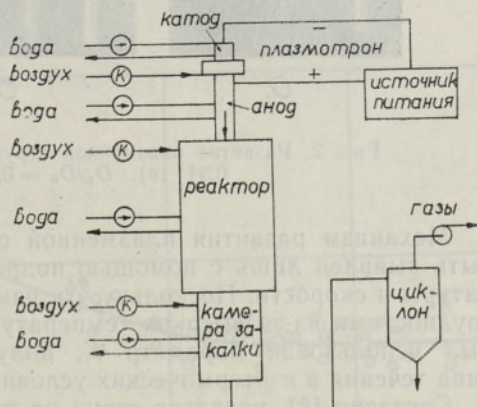


Рис 1. Принципиальная схема экспериментальной установки.



12 щелей с поперечным сечением  $2,3 \times 9,5$  мм. Максимальный расход тангенциального воздуха, измеренный с помощью нормальной диафрагмы, составлял 40 г/сек.

Реактор был изготовлен из кварцевого стекла, что позволяло непосредственно следить за процессом развития плазменной струи. Внутренний диаметр реактора  $D_K = 86$  мм, его относительная длина  $L_K/D_K = 1,35-5,42$ , относительный диаметр выходного отверстия  $D_B/D_K = 0,31; 0,47$  и  $0,63$ .

Эксперименты выявили три характерные картины течения плазменной струи в вихревом реакторе.

1. Струя на входе в камеру интенсивно перемешивается с вихрем, о чем свидетельствует укорочение ее светящегося участка (рис. 2, а).

2. Струя, незначительно расширяясь на входе, сохраняет по всей длине камеры стабильный шнурообразный вид (рис. 2, б).

3. Струя резко расширяется на входе в камеру и принимает ярко выраженную шарообразную форму (рис. 2, в).

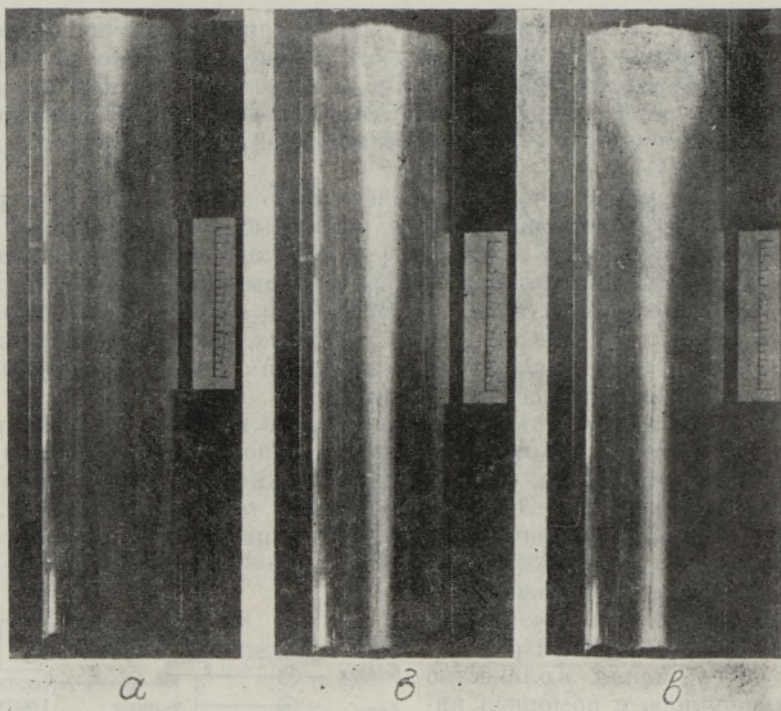


Рис. 2. Развитие плазменной струи при  $K = 0,16$  (а),  $0,48$  (б) и  $0,94$  (в).  $D_B/D_K = 0,47$ ;  $L_K/D_K = 5,42$ .

Механизм развития плазменной струи в вихревом реакторе может быть выявлен лишь с помощью подробных измерений профилей температуры и скорости. Поскольку эти измерения связаны со значительными трудностями из-за высоких температур, то для обобщения данных нами был использован параметр  $K$ , полученный ранее для аналогичного типа течения в изотермических условиях [3].

Согласно [3], развитие струи на оси вихря определяется в основном эжектирующим действием приосевой струи и закручивающим действием периферийного вихря. Мерой соотношения этих действий является



параметр  $K$ , представляющий собой безразмерное отношение импульса струи к моменту количества движения потока:

$$K = \frac{m_c v_c R_k}{m_{\Pi} v_{\Pi} R_{\text{вх}}},$$

где  $m_c$  и  $m_{\Pi}$  — исходные массовые расходы приосевой струи и вихря,  $v_c$  и  $v_{\Pi}$  — осредненные скорости струи и вихря на входе в камеру,  $R_k$  — радиус камеры,  $R_{\text{вх}}$  — средний радиус кривизны тангенциального сопла (от оси камеры).

Анализ опытных данных показал, что параметр  $K$  достаточно хорошо характеризует развитие плазменной струи в вихревом реакторе. В камере с относительной длиной  $L_k/D_k = 5,42$  при значениях  $K > 0,6$  на начальном ее участке превалировало действие входящей высоконапорной струи плазмы, которая и обуславливала образование светящегося шара вследствие интенсивной эжекции газа из окружающей среды.

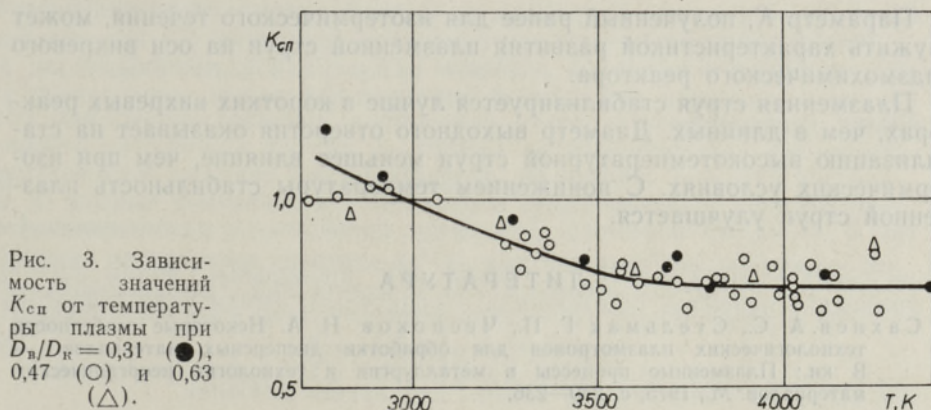
При  $K < 0,2$  струя плазмы на входе в реактор была настолько слабой, что здесь определяющими становились крупномасштабные вихри, свойственные приосевой зоне сильнозакрученного потока [5]. Эти вихри способствовали быстрому перемешиванию и охлаждению приосевого течения, о чем свидетельствовало укорочение светящегося участка.

Стабилизация плазменного шнура по всей длине реактора наблюдалась при  $K = 0,2-0,6$ . Очевидно, в этом случае эжекционное действие приосевой струи уравновешивалось центробежным действием закрученного потока. Это приводило к минимальному перемешиванию струи с потоком и, следовательно, к наибольшему удлинению плазменной струи.

Параметр  $K$  использовался нами и для изучения влияния ряда расходных характеристик течения и конструктивных особенностей камеры на стабилизацию плазменной струи. При этом исходным для сравнения был принят тот режим ее течения, при котором наблюдалось образование в реакторе неустойчивого светящегося шара. Соответствующее значение этого параметра обозначалось через  $K_{\text{сп}}$ .

Исследовалась зависимость значений  $K_{\text{сп}}$  от температуры газа на выходе из плазматрона при относительной длине камеры  $L_k/D_k = 4,24$  и различных диаметрах выходного отверстия (рис. 3). Среднемассовая температура плазменной струи  $T$  определялась при этом по приросту энтальпии, которая вычислялась согласно формуле

$$I = \frac{N_a - N_{\text{а}} - N_k}{m_c},$$



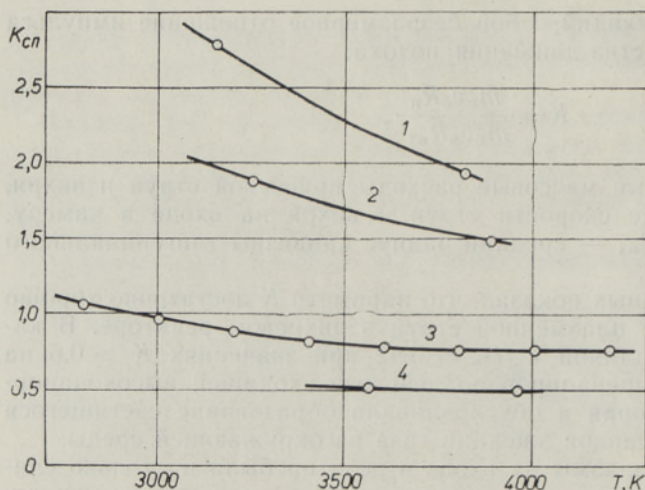


Рис. 4. Зависимость значений  $K_{сп}$  от температуры плазмы при  $L_R/D_R = 1,35$  (1), 2,71 (2), 4,24 (3) и 5,42 (4).

где  $N_d$  — электрическая мощность дугового разряда;  $N_a$  и  $N_k$  — потери тепла на аноде и катоде при охлаждении;  $m_c$  — расход воздуха через плазмотрон.

Как видно из рис. 3, характеризующие стабилизацию плазменной струи в вихре значения  $K_{сп}$  весьма постоянны ( $K_{сп} \approx 0,70-0,85$ ) в диапазоне температур 3500—5000 К. Однако при температурах ниже 3500 К стабилизация струи несколько улучшается, так как значения  $K_{сп}$  возрастают, составляя при 2500 К приблизительно 1,10.

Интересно отметить, что в данных опытах не наблюдалось зависимости стабилизации плазменной струи от диаметра выходного отверстия реактора (рис. 3). Это несколько неожиданный результат, ибо, согласно [4], влияние размера выходного отверстия на аэродинамику в циклонной камере весьма существенно.

Изучение зависимости величины  $K_{сп}$  от температуры плазмы в камерах с различной длиной при относительном диаметре выходного отверстия  $D_B/D_K = 0,47$  показало (рис. 4), что при одинаковых расходах воздуха струя плазмы стабилизируется лучше в коротких камерах, чем в длинных. К тому же влияние температуры на этот процесс сказывается сильнее также в коротких камерах.

### Выводы

1. Параметр  $K$ , полученный ранее для изотермического течения, может служить характеристикой развития плазменной струи на оси вихревого плазмохимического реактора.
2. Плазменная струя стабилизируется лучше в коротких вихревых реакторах, чем в длинных. Диаметр выходного отверстия оказывает на стабилизацию высокотемпературной струи меньшее влияние, чем при изотермических условиях. С понижением температуры стабильность плазменной струи улучшается.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Сахиев А. С., Стельмах Г. П., Чесноков Н. А. Некоторые особенности технологических плазмотронов для обработки дисперсных материалов. — В кн.: Плазменные процессы в металлургии и технологии неорганических материалов. М., 1975, с. 230—236.



2. Жуков М. Ф., Коротеев А. С., Урюков Б. А. Прикладная динамика термической плазмы. Новосибирск, 1975.
3. Лянэ Р. П. Развитие и перемешивание струи в соосном ограниченном закрученном потоке. — В кн.: Струйные течения в рабочих камерах и смесительных устройствах. Таллин, 1973, с. 94—124.
4. Циклонные топки. (Под ред. Г. Ф. Кнорре и М. А. Наджарова.) М.—Л., 1958.
5. Syred, N., Beer, I. Combustion in swirling flows. A review. — Combustion and flame, 1974, v. 23, N 2, p. 143—201.

Институт термофизики и электрофизики  
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию  
28/III 1978

R. LAANE, H. SUI

### PLASMAJAOA STABILISEERIMISEST PLASMAKEEMILISE TSUKLONREAKTORI TELJEL

Artiklis on esitatud katseandmed plasmajaoa (2500—5000 K) liikumise kohta plasmakeemilises tsuklonreaktoris ning analüüsitud tingimusi, mis on vajalikud plasmajaoa stabiliseerimiseks pöörise teljel. On käsitletud plasma temperatuuri, reaktori pikkuse ja väljumisava läbimõõdu osa plasmajaoa stabiliseerimises.

R. LAANE, H. SUI

### INVESTIGATION OF THE STABILIZATION OF PLASMA JET ON THE AXIS OF CYCLONE PLASMA CHEMICAL REACTOR

Propagation of plasma jet (2500—5000 K) in cyclone plasma chemical reactor was studied experimentally. The objective of the study was to find out possibilities of increasing the length of the jet, which is of importance for many practical applications.

The flow is characterized by the ratio of jet momentum multiplied by radius chamber to angular momentum of the vortex flow. The effect of different parameters on stabilization of plasma jet on the axis of vortex was found.

The jet is stabilized better in a short chamber than in a long one. At high temperatures the effect of outlet diameter on the stabilization of jet diminishes noticeably in comparison with isothermal conditions, stability worsening with the increase of temperature.