

14. *Эфендиев О.Ф.* Очистка бензиновой мисцеллы подсолнечного масла в электрическом поле: Автореф. дис... канд. техн. наук. Краснодар, 1973.
15. *Болога М.К., Поликарпов А.А., Берил И.И.* Электродегидратация эмульсий вода–подсолнечное масло // *Электронная обработка материалов.* 1989. № 6. С. 30–33.
16. *Леб Л.* Статическая электризация. М.-Л., 1963.
17. *Болога М.К., Гросу Ф.П., Кожухарь И.А.* Электроконвекция и теплообмен. Кишинев, 1977.
18. *Болога М.К., Кожухарь И.А., Кожевников И.В., Сажин Ф.М.* Электрогидродинамические процессы и устройства // Доклады V Международной научной конференции "Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей". Санкт-Петербург, 1998. С. 147–151.
19. *Бабский В.Г., Жуков М.Ю., Юдович В.И.* Математическая теория электрофореза. Киев, 1983.
20. *Левич В.Г.* Физико-химическая гидродинамика. М., 1952.
21. *Остроумов Г.А.* Взаимодействие электрических и гидродинамических полей. М., 1979.
22. *Рубашов И.Б., Бортников Ю.С.* Электрогазодинамика. М., 1971.
23. Основы электрогазодинамики дисперсных систем // *И.П. Верещагин, В.И. Левитов, Г.З. Мирзабекян и др.* М., 1974.
24. *Левитов В.И., Решидов И.К., Ткаченко В.М. и др.* Дымовые электрофильтры / Под общей ред. В.И. Левитова. М., 1980.
25. *Болога М.К., Потемкина Т.А., Берил И.И.* Электродегидратация эмульсии вода–подсолнечное масло // *Электронная обработка материалов.* 1986. № 2. С. 63–66.
26. *Бабко А.К., Пилипенко А.Т.* Фотометрический анализ. М., 1968.
27. *Болога М.К., Кожухарь И.А., Гросу Ф.П., Леу В.И.* Релаксационные процессы в электрофильтрах. Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей // Сборник докладов VI Международной научной конференции, 26 июня – 30 июня 2000 года, Санкт-Петербург, 2000. С. 210–213.

Поступила 29.05.2001

Summary

The results of investigations of the process of sunflower oil purification of wax in direct current electric field for various electrofilters designs are reported. A cyclic method of purification and a method for electrofilter calculation are proposed.

И. Л. Железняк, Ю. П. Ставров, В. И. Тамбовцев

РАЗДЕЛЕНИЕ ЗАРЯДОВ ПРИ ИСТЕЧЕНИИ ГАЗА, ИОНИЗОВАННОГО РЕНТГЕНОВСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

*Челябинский государственный университет,
Бр. Кашириных, 129, г. Челябинск, 454021, Россия*

Широкое применение плазмоструйных технологических установок делает необходимым детальное исследование физических процессов, сопровождающих истечение ионизованного газа [1, 2]. При экспериментальном исследовании так называемой технической плазмы, как правило, возникают принципиальные затруднения, связанные, во-первых, с ее высокой температурой и скоростью течения, во-вторых, со сложным химическим составом струи. С целью изучения механизма струйной электризации при истечении “чистой” струи, ионизованной рентгеновским излучением, была создана миниатюрная экспериментальная установка, представленная на рис. 1.

Ионизационная камера 1 объемом 2 см² была изготовлена из капрона, а ее сопловая часть с цилиндрическим отверстием $d = 0,52$ мм – из стали. При работе установки ток с металлической части

сопла измерялся прибором У5–6 2, который позволял регистрировать значение тока в диапазоне от $(0,5–1,5) \cdot 10^{-14}$ до $1,95 \cdot 10^{-6}$ А. Газ (в нашем случае воздух) из секции баллонов 3 через запорный вентиль подавался на редуктор 4, на котором производилось понижение давления от 150 атм. до 0–30 атм. Далее через вентиль под необходимым давлением, измеряемым манометром 5, газ поступал в ионизационную камеру 1, где подвергался действию пучка рентгеновского излучения от аппарата УРС-55а 6, рентгеновской трубки типа БСВ-2 (Мо, $\lambda = 0,71 \text{ \AA}$) с диаметром выходного отверстия аппарата – 10 мм. В процессе эксперимента изучались зависимости электрического тока I с сопла на землю от мощности излучения и давления газа в ионизационной камере [2–4]. Отметим, что такой же ток выносился струей. Так как в процессе проведения эксперимента изменялось давление в камере, то соответственно изменялся массовый расход воздуха через сопловое отверстие. Известны соотношения для определения массового – Q и объемного – G расходов газа:

$$Q = \nu Sg, \quad G = \nu S, \quad (1)$$

где ν – скорость движения газа; S – площадь сечения канала, по которому движется газ; g – плотность газа.

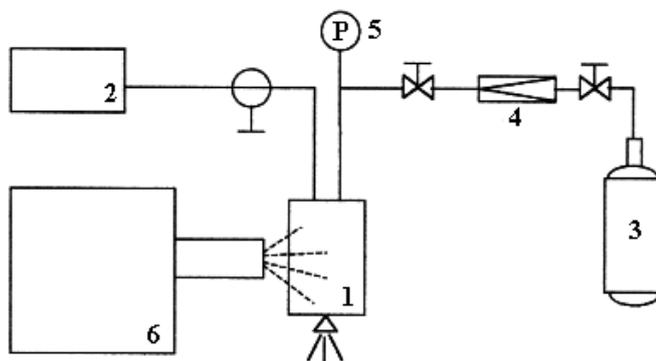


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для исследования электризации струи, ионизированной рентгеновским излучением.

Критический расход через простое сопло равен [5]:

$$Q_{кр} = g_{кр} \nu_{кр} S_{min} = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma+1}} \frac{P}{\sqrt{\frac{RT}{\mu}}} \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} S_{min}, \quad (2)$$

где $g_{кр} = g \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}}$, $\nu_{кр} = \sqrt{\frac{2}{\gamma+1}} a^*$, $a^* = \sqrt{\frac{\gamma RT}{\mu}}$, $P = gRT / \mu$,

$\nu_{кр}$ – критическая скорость истечения газа, м/с; $g_{кр}$ – критическая плотность газа при $\nu = \nu_{кр}$, кг/м³; S_{min} – площадь поперечного сечения канала, м²; γ – показатель адиабаты (для воздуха $\gamma = 1,4$); R – универсальная газовая постоянная, Дж/(кмоль·К); T – температура, К; μ – молярная масса, кг/кмоль; P – давление в ионизационной камере, Па.

Результаты расчета параметров Q , G для величин давлений в камере, которые использовались в эксперименте, приведены в таблице.

$P, \text{ Па} \cdot 10^5$	$Q, \text{ кг/с} \cdot 10^{-6}$	$G, \text{ м}^3/\text{с}$
0,5	24,5	1,8
1,0	49,0	2,4
1,5	73,5	3,0
2,0	98,0	3,6

2,5	122,0	4,2
3,0	147,0	4,8
4,0	196,0	6,0
5,0	255,0	7,2
7,0	343,0	9,6
9,0	441,0	12,0
11,0	539,0	13,2
13,0	637,0	16,8
15,0	735,0	19,2
17,0	833,0	20,4
19,0	931,0	22,8
21,0	1029,0	25,2
23,0	1127,0	28,8
25,0	1225,0	31,2

Необходимо отметить, что скорость газа через цилиндрическое сопло не может превышать значения, равного местной скорости звука, даже при неограниченном росте давления в камере. Слабые возмущения, а, следовательно, и небольшие изменения противодавления распространяются также со скоростью звука. Таким образом, возмущения не могут проникать внутрь сопла, они сносятся потоком. Для нашего случая $v_{кр} = 341$ м/с. С дальнейшим увеличением давления в ионизационной камере возрастание массового расхода обусловлено только увеличением плотности газа g . Через данное простое сопло при заданных P и T нельзя пропустить расход больший критического $Q_{кр}$. Изменяя массовый расход и фиксируя при этом соответствующие значения тока зарядки, в процессе проведения экспериментов были получены зависимости $I = f(Q)$ для различных мощностей рентгеновского излучения.

На рис. 2 даны зависимости тока от расхода. Оценка мощности излучения W производилась косвенным методом по анодному напряжению рентгеновской трубки (30 кВ, 35 кВ, 40 кВ, 43 кВ, 48 кВ). Анодный ток был во всех случаях постоянным и равнялся $12 \cdot 10^{-6}$ А. Из графиков видно, что изменение тока зарядки от мощности излучения при $Q = \text{const}$ носит линейный характер. Кроме того, при отсутствии рентгеновского излучения и, как следствие, при истечении нейтрального газа ток с источника струи практически отсутствует.

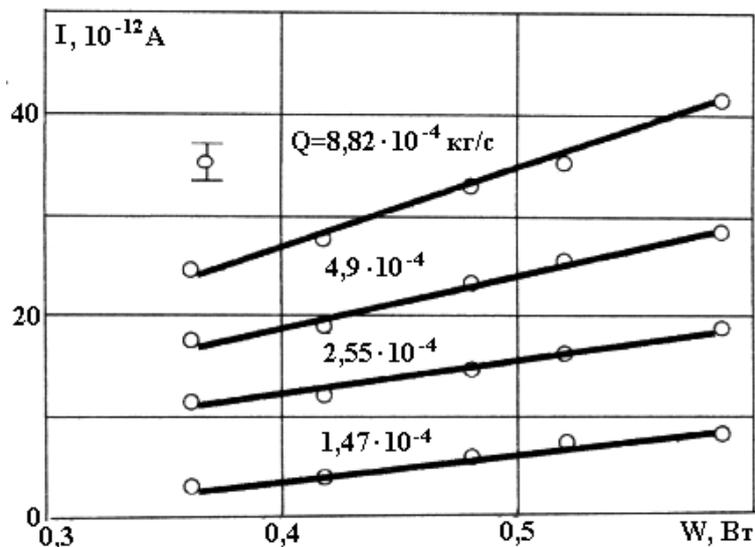


Рис. 2. Зависимость тока зарядки от мощности рентгеновского излучения.

На рис. 3 представлены зависимости тока зарядки от массового расхода газа при различных мощностях трубки. Анализ этих графиков показывает, что на каждой кривой можно выделить три характерных участка:

- Первый участок изменения тока – назовем его переходным участком, – соответствует увеличению массового расхода газа от 0 до $100 \cdot 10^{-6}$ кг/с, который здесь является функцией как плотности, так и скорости истечения, изменяющейся от 0 до 341 м/с.

- Второй участок соответствует зависимости тока зарядки от увеличения массового расхода в интервале от $100 \cdot 10^{-6}$ до $650 \cdot 10^{-6}$ кг/с, где Q при постоянных значениях $v_{кр}$ и S_{min} есть функция только плотности газа. И, как видно из графиков, четко просматривается линейный характер зависимости $I = f(Q)$ для различных значений мощности излучения.

- Третий участок характерен практически постоянным по величине током зарядки, хотя массовый расход все время возрастает, то есть является участком насыщения тока зарядки.

- При отсутствии излучения ток не обнаруживается.

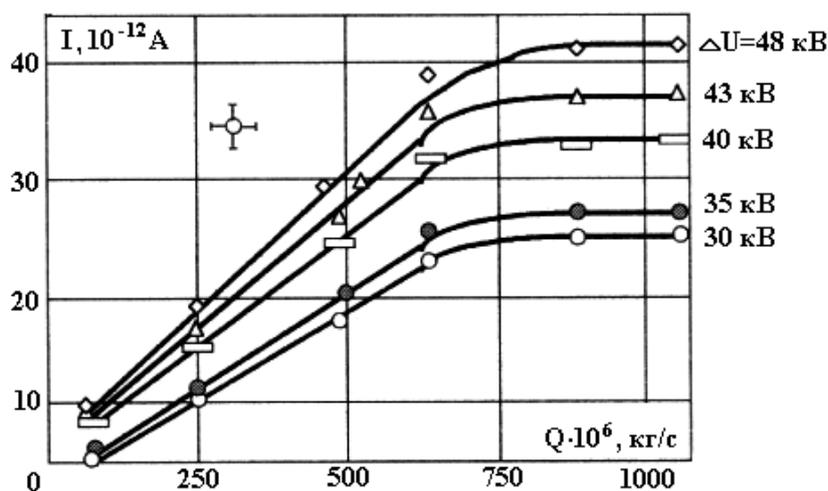


Рис. 3. Зависимость тока зарядки от массового расхода газа при различных мощностях трубки.

Можно отметить следующее. Во-первых, чем больше ионизованного газа проходит через сопло, тем выше ток электризации. Во-вторых, при насыщении практически все получаемые в единицу времени электрон-ионные пары взаимодействуют с внутренней стенкой сопла. В-третьих, ток насыщения возрастает практически пропорционально интенсивности рентгеновского излучения. Следует отметить и тот экспериментальный факт, что в независимости от мощности излучения, используемой в данных экспериментах, участок насыщения тока зарядки наступает при одном и том же значении массового расхода ионизованного газа: $650 \cdot 10^{-6}$ кг/с.

Рассмотрим физические процессы, сопровождающие истечение ионизованного газа. Механизм образования тока представлен на рис. 4. Максимальный ток, так называемый ток короткого замыкания $I_{кз}$, определяется через плотность токов ионов, сдуваемых из двойного электрического слоя размером Дебая δ на срезе сопла [2, 4].

Распределение ионов и электронов в пристеночной области определяется статистикой Больцмана:

$$\begin{aligned}
 n_i &= n_0 \exp\left(-\frac{e\varphi}{kT}\right), \\
 n_e &= n_0 \exp\left(+\frac{e\varphi}{kT}\right),
 \end{aligned}
 \tag{3}$$

где e – величина элементарного заряда; φ – потенциал; k – постоянная Больцмана; T – температура; n_0 – концентрация ионов и электронов в невозмущенной части струи; n_i и n_e – концентрация ионов и электронов около стенки.

В состоянии термодинамического равновесия стенка приобретает отрицательный, так называемый плавающий потенциал φ_0 , который существенно тормозит тепловой поток электронов к стенке, но способствует движению ионов. Из равенства плотностей потоков электронов и ионов получаем величину потенциала:

$$\varphi_0 = -\frac{kT}{2e} \ln\left(\frac{m_i T_e}{m_e T_i}\right), \quad (4)$$

где m_i и m_e – массы ионов и электронов соответственно.

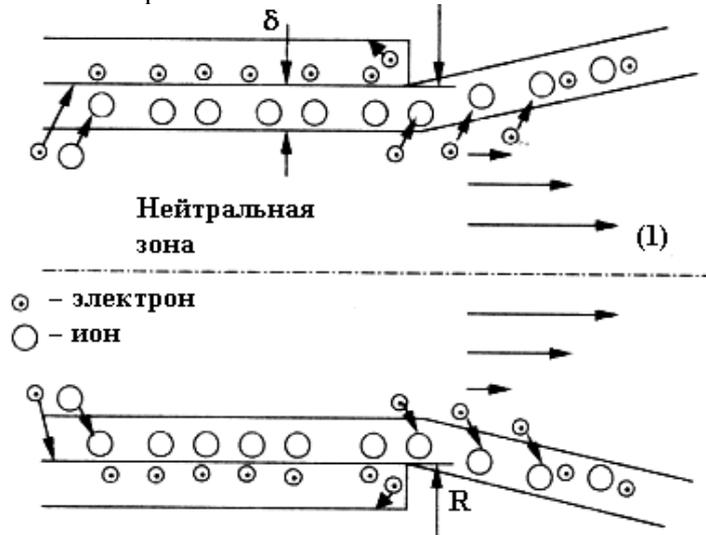


Рис. 4. Механизм выноса ионов потоком из двойного электрического слоя Дебая

Потенциал и напряженность электрического поля в пристеночной области заметно изменяется лишь на расстоянии Дебая δ . Внутри струи напряженность и потенциал равняются нулю, на стенке (вблизи стенки) потенциал – φ_0 и напряженность – E_0 . Эти граничные условия позволяют связать E_0 и φ_0 через уравнение Пуассона и распределение (3). В изотермическом приближении запишем уравнение Пуассона:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{e}{\varepsilon_0} n_0 \left(\exp\left(\frac{e\varphi}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{e\varphi}{kT}\right) \right).$$

После интегрирования получаем

$$E_0^2 = 8 \frac{kTn_0}{\varepsilon_0} Sh^2 \frac{e\varphi_0}{2kT}.$$

Для определения тока выноса избыточных зарядов, используя для границы теорему Гаусса, из последнего получаем усредненное значение избыточного заряда ρ_0 в слое.

Скорость потока v' и ее средняя величина $\langle v' \rangle$ на расстоянии x от стенки определяются через скорость потока на оси сопла v_0 :

$$v' = \frac{N}{N+1} v_0 \left(\frac{x}{R}\right)^{1/N}, \quad \langle v' \rangle = \frac{7}{8} v_0 \left(\frac{\delta}{R}\right)^{1/7}; \quad (5)$$

где R – радиус среза сопла, N – определяется видом течения и в случае турбулентного течения: $N = 7$ – закон одной седьмой [6]. Величина $\langle v' \rangle$ принимается за среднюю скорость сдвигового течения ионов в пограничном слое.

Следовательно, ток выноса ионов в слое через средние параметры определяется выражением [4]:

$$I_{кз} = 2\pi R \delta \rho_0 \langle v' \rangle. \quad (6)$$

Или после подстановки $\langle v' \rangle$, φ_0 , ρ_0 , δ получаем

$$I_{кз} = \frac{7}{8} \pi v_0 R^{6/7} \varepsilon_0^{4/7} n_0^{5/7} e^{-1/7} \left(\frac{kT}{2} \right)^{4/7} \cdot Sh \frac{e\varphi_0}{2kT}. \quad (7)$$

Подобное соотношение приводится в работе [2]. Выражение (7) качественно объясняет полученные экспериментальные зависимости $I = f(Q)$ и $I = f(W)$. Так, например, $I_{кз}$ пропорционален v_0 . При $v_0 = v_{кр}$ ток $I_{кз}$ есть функция только концентрации электронов n_0 .

В заключение следует отметить, что явление электризации источника ионизированной струи наблюдается на реальных плазменно-струйных устройствах [7]. Исследуемые закономерности могут быть использованы как для целей диагностики, так и для управления технологическими процессами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тамбовцев В.И. Электрокинетическое разделение зарядов в реактивных струях продуктов сгорания / Изв. вузов. Авиационная техника. 2000. № 1. С. 66–68.
2. Тамбовцев В.И. Электрокинетические процессы в частично проводящих средах (обзор) // Электронная обработка материалов. 1992. № 5. С. 53–62.
3. Ставров Ю.П., Тамбовцев В.И., Усачев В.К. Электризация электрических установок при истечении ионизированного газа / Конф.: применение плазменных процессов// Труды. Свердловск: УРО АН СССР. 1988. С. 38–39.
4. Ставров Ю.П., Тамбовцев В.И., Тригуб С.П. Изучение тока зарядки источника струи ионизированного газа / Семинар по электрофизике горения: Тезисы. Караганда, 1988. С.59.
5. Алемасов В.Е., Дрегалин А.Ф., Тишин А.П. Теория ракетных двигателей. М., 1967.
6. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М., 1987.
7. Потапов Г.П. Двигательная электризация летательного аппарата. Казань, 1993.

Поступила 28.03.2001

Summary

The separation of electric charge in a “clean” flow out of X-rays ionized a gas is considered by this work. The experiment results are proposed. It is possible that the current determines with the distraction of a double electric layer. A theoretical model for the separation of a charge is considered so.

А. Н. Щербак, В. В. Иванов, А. В. Иванов

О ХАРАКТЕРЕ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ГОРЕНИИ ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩИХ КОМПОЗИЦИЙ В КАНАЛЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА

*Институт импульсных процессов и технологий,
пр. Октябрьский, 43А, г. Николаев, 54018, Украина*

В предыдущей работе [1] численными методами показана возможность появления на поверхности канала электрического разряда неустойчивостей Рэлея–Тейлора, Кельвина–Гельмгольца турбулентности. Такие неустойчивости могут возникать в вязкой среде с $\mu \geq 1$ кг/м·с и связаны с превышением вязкостного давления как над давлением внутри канала разряда, так и над давлением окружающей среды. Движение жидкости в переходном слое носит турбулентный характер, в результате чего усиливается теплообмен, что в свою очередь способствует появлению неустойчивостей.

Электрические разряды, используемые в разрядно-импульсной технологии [2], могут быть в