

ЛИТЕРАТУРА

1. Drummond W. E., Rosenbluth M. N. Anomalous Diffusion Arising from Microinstabilities in a Plasmas. Phys. Fluids, 1962, vol. 5, No. 12.
2. Галеев А. А., Карпман В. И., Сагдеев Р. З. Многочастичные аспекты теории турбулентной плазмы, Ядерный синтез, 1965, т. 5, № 1.
3. Ломинадзе Д. Г., Степанов К. Н. Возбуждение низкочастотных продольных колебаний плазмы в магнитном поле. Ж., технич. физ., 1964, т. 34, № 10.
4. Motley R. W., D'Angelo N. Excitation of Electrostatic Plasma Oscillations near the Ion Cyclotron Frequency. Phys. Fluids, 1963, vol. 6, No. 2.
5. Бучельникова Н. С. Установка для исследования щелочной плазмы. Теплофизика высоких температур, 1964, т. 2, № 3.
6. Бучельникова Н. С. Диффузия поперек магнитного поля при универсальной неустойчивости. Ядерный синтез, 1966, т. 6, № 2.
7. Бучельникова Н. С., Салимов Р. А., Эйдельман Ю. И. Исследование турбулентной плазмы при ионно-звуковой неустойчивости. ЖЭТФ, 1967, т. 52, № 2.
8. Недоспасов А. В., Соболев С. С. Положительный столб гелиевого разряда в сильном магнитном поле. Proc. 7-th Internat. Confer. on Phenomena in Ionized Gases. Beograd, 1965. Beograd Gravedinska Knjiga Publ. House, 1966. vol. 2, p. 633—640.
9. Бучельникова Н. С., Салимов Р. А., Эйдельман Ю. И. Токовая неустойчивость в неоднородной плазме. Ядерный синтез, 1966, т. 6, № 4.
10. Wong A. Y., Motley R. W., D'Angelo N. Landau Damping of Ion Acoustic Waves in Highly Ionized Plasmas. Phys. Rev., 1964, vol. 133, No. 2A.
11. Бучельникова Н. С., Салимов Р. А. Возбуждение ионно-звуковых волн в калиевой и цезиевой плазме. Теплофизика высоких температур, 1966, т. 4, № 1.
12. Веденов А. А. Плазма твердых тел. Успехи физ. наук., 1964, т. 84, № 4.
13. Бучельникова Н. С. Универсальная неустойчивость в калиевой плазме. Ядерный синтез, 1964, т. 4, № 3.
14. Бучельникова Н. С., Салимов Р. А., Эйдельман Ю. И. Исследование турбулентного состояния плазмы при дрейфовой неустойчивости. ЖЭТФ, 1967, т. 52, № 4.
15. Levine A. M., Kuckes A. F., Excitation of Electrostatic Ion Cyclotron Oscillations. Phys. Fluids, 1966, vol. 9, No. 11.

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СТУПЕНИ ИОННО-КОНВЕКЦИОННОГО НАСОСА

Ю. С. Бортников, В. А. Нестеров, И. Б. Рубашов

(Москва)

Изложены результаты теоретического и экспериментального исследования ступени ионно-конвекционного насоса, предназначенного для перекачки диэлектрических жидкостей. Рассмотрены различные типы ионизаторов и приведены их сравнительные характеристики.

При прохождении униполярного заряда под действием электрического поля через нейтральную среду возникает взаимодействие носителей заряда с нейтралами, которое может быть реализовано для создания перепада давления.

Этот эффект отчетливо проявляется во внешней области коронного разряда и известен в литературе под названием «коронного ветра».

Первые исследования по применению коронного разряда для перекачки диэлектрических жидкостей были проведены Штютцером [1²], однако теоретическое рассмотрение данного вопроса было проведено им с применением допущений, не вытекающих из физической сути явления, и в работах не было получено хорошего согласования с экспериментом.

Ниже приводится теоретический анализ работы ступени ионно-конвекционного насоса и дано сравнение расчетных параметров с экспериментальными данными, полученными на ступенях различной конструкции.

Обозначения

p — давление, V — скорость нейтральной жидкости, ρ — плотность жидкости, ξ — коэффициент потерь на трение, x — расстояние по оси канала, E — напряженность электрического поля, ρ_i — плотность зарядов, V_i — скорость носителей заряда, U — потенциал, j — плотность тока, N — мощность, ε — диэлектрическая постоянная, b — подвижность, μ — коэффициент динамической вязкости.

В любой конструктивной схеме ступени ионно-конвекционного насоса (фиг. 1) в области движения зарядов между электродами можно выделить две зоны: коронирующий слой (квазинейтральная область прохождения электронных лавин) и внешнюю область коронного разряда (область переноса униполярного заряда) [3]. Описание работы ступени насоса сводится к расчету внешней области разряда, как непосредственно создающей перепад давления. Физические процессы во внешней области могут быть описаны следующей системой уравнений, записанных для практически реализующегося случая малой относительной концентрации зарядов и без учета диффузионного тока и собственной проводимости жидкости:

$$(\rho V \nabla) \mathbf{V} + \nabla p - \rho_i \mathbf{E} - \mu \nabla^2 \mathbf{V} = 0, \quad \text{div } \mathbf{V} = 0 \quad (1)$$

$$\text{div}(\mathbf{V}_i \rho_i) = 0, \quad \mathbf{V}_i = \mathbf{V} + b\mathbf{E}, \quad \text{div } \mathbf{E} = \rho_i / \varepsilon, \quad \text{rot } \mathbf{E} = 0 \quad (2)$$

Сформулированная система представляет собой сочетание гидродинамических уравнений для ионов и нейтралов с уравнениями Максвелла для электрического поля: (1) — уравнения движения и неразрывности для нейтральной компоненты, (2) — уравнения движения и неразрывности для ионной компоненты и первая пара уравнений Максвелла, записанная при условии пренебрежения внешним и собственным магнитными полями.

Приведем решение системы уравнений для квазиодномерного случая, который был выбран в качестве математической модели для описания данного физического явления.

В квазиодномерном случае (фиг. 1) реальному двухкомпонентному потоку ставится в соответствие два взаимодействующих канонических потока с постоянными по сечению параметрами: поток нейтральной жидкости в канале постоянного сечения F_1 и поток зарядов с острия, трубка тока которого представляет собой параболонд вращения с переменным сечением F , которое связано с F_1 соотношением $F = F_1(x/x_1)$.

Система уравнений (1) — (2) в этом случае переписывается

$$\frac{dp}{dx} - \frac{x}{x_1} \rho_i E + \frac{\xi}{x_1} \frac{\rho V^2}{2} = 0, \quad \frac{dV}{dx} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{d(V_i \rho_i x)}{dx} = 0, \quad V_i = V + bE, \quad \frac{d(Ex)}{x dx} = \frac{\rho_i}{\varepsilon} \quad (4)$$

Здесь третий член в первом уравнении характеризует потери на трение и введен по аналогии с учетом потерь в уравнении Бернулли.

Комбинируя уравнения (4), получим

$$\varepsilon(V + bE) \frac{d(Ex)}{dx} = j_1 x_1$$

где j_1 — плотность тока в сечении F_1 .

После алгебраических преобразований это выражение можно получить в виде, где переменные разделены

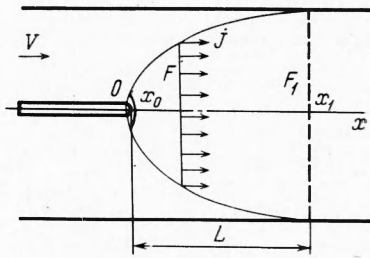
$$\frac{dx}{x} = \frac{V\varepsilon + b\varepsilon E}{j_1 x_1 - V\varepsilon E - b\varepsilon E^2} dE$$

Для нахождения распределения напряженности электрического поля необходимо проинтегрировать это выражение во внешней области коронного разряда.

В результате интегрирования получается довольно громоздкое выражение, которое, однако с большой точностью можно свести к следующему

$$E = \left[\frac{V^2}{4b^2} + \frac{j_2 x_1}{\varepsilon b} \left(1 - \frac{x_0^2}{x^2} \right) + E_0 \frac{x_0^2}{x^2} \left(\frac{V}{b} + E_0 \right) \right]^{1/2} - \frac{V}{2b}$$

Это выражение дает распределение напряженности в виде прямой, почти параллельной оси x и не зависящей от E_0 . Отличие от прямолинейной зависимости наблюдается в узком начальном участке при $x_0/x \approx 1$.



Фиг. 1

Так как для нахождения разности потенциалов на электродах и перепада давлений в жидкости необходимы лишь интегральные характеристики напряженности на всем расстоянии между электродами, т. е. площадь под кривой $E(x)$, то для интегрирования можно записать распределение напряженности в следующем виде:

$$E \approx \left(\frac{V^2}{4b^2} + \frac{j_1 x_1}{\epsilon b} \right)^{1/2} - \frac{V}{2b}$$

Проинтегрировав это выражение и принимая напряжение на аноде $U_1 = 0$, получим вольт-амперную характеристику коронного разряда в движущейся жидкости

$$U_0 = L \left(\frac{V^2}{4b^2} + \frac{j_1 L}{\epsilon b} \right)^{1/2} - \frac{V}{2b} L \quad (5)$$

где L — расстояние между электродами.

Для сравнения приведем здесь аналогичное выражение для одномерного приближения

$$U_0 = \frac{\epsilon b}{3j} \left\{ \left[\frac{2j}{\epsilon b} L + \left(\frac{V}{b} + E_0 \right)^2 \right]^{3/2} - \left(\frac{V}{b} + E_0 \right)^3 \right\} - \frac{V}{b} L \quad (6)$$

Здесь E_0 равно напряженности на острие при возникновении коронного разряда, т. е. в отсутствие пространственного заряда.

Определим теперь давление, возникающее в насосе при прохождении тока между электродами.

Для этого проинтегрируем уравнение движения (3), подставив туда значение ρ_i . Положив входное давление $p_0 = 0$, что всегда можно сделать для несжимаемой жидкости, получим

$$p_1 = \frac{j_1}{b} L + \frac{\epsilon V^2}{4b^2} - \frac{\epsilon V}{b} \left(\frac{V^2}{4b^2} + \frac{j_1 L}{\epsilon b} \right)^{1/2} - \xi \frac{\rho V^2}{2} \quad (7)$$

В одномерном приближении аналогичная формула имеет следующий вид:

$$p_1 = \frac{j}{b} L + \frac{\epsilon V}{b} \left(\frac{V}{b} + E_0 \right) - \frac{\epsilon V}{b} \left[\frac{2j}{\epsilon b} L + \left(\frac{V}{b} + E_0 \right)^2 \right]^{1/2} - \xi \frac{\rho V^2}{2} \quad (8)$$

Полезная гидродинамическая мощность, даваемая насосом на 1 м^2 площади канала в квазиодномерном случае выразится так:

$$N_1 = p_1 V = \frac{j_1 V}{b} L + \frac{\epsilon V^3}{4b^2} - \frac{\epsilon V^2}{b} \left(\frac{V^2}{4b^2} + \frac{j_1 L}{\epsilon b} \right)^{1/2} - \xi \frac{\rho V^3}{2} \quad (9)$$

а в одномерном приближении

$$N_1 = \frac{jV}{b} L + \frac{\epsilon V^2}{b} \left(\frac{V}{b} + E_0 \right) - \frac{\epsilon V^2}{b} \left[\frac{2j}{\epsilon b} L + \left(\frac{V}{b} + E_0 \right)^2 \right]^{1/2} - \xi \frac{\rho V^3}{2} \quad (10)$$

Затраченная электрическая мощность на 1 м^2 канала в квазиодномерном случае будет равна

$$N_2 = j_1 U_0 = j_1 L \left(\frac{V^2}{4b^2} + \frac{j_1 L}{\epsilon b} \right)^{1/2} - \frac{V}{2b} L \quad (11)$$

Аналогично выражение в одномерном приближении

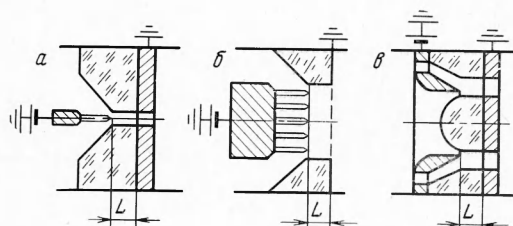
$$N_2 = \frac{\epsilon b}{3} \left\{ \left[\frac{2j}{\epsilon b} L + \left(\frac{V}{b} + E_0 \right)^2 \right]^{3/2} - \left(\frac{V}{b} + E_0 \right)^3 \right\} - \frac{jV}{b} L \quad (12)$$

К. п. д. насоса выразится как отношение полезной мощности к затраченной. Исследуя это выражение, можно показать, что $\eta \rightarrow \eta_{\max}$, когда $b \rightarrow 0$. Так в квазиодномерном случае

$$\eta = 1 - (\xi \rho / \epsilon) (LV / 2U_0)^2 \quad (13)$$

Из этого выражения видно, что к. п. д. насоса увеличивается при уменьшении комплекса $\xi \rho / \epsilon$. Так как коэффициент потерь связан с вязкостью жидкости, то можно сказать, что работа насоса более эффективна при перекачке жидкостей с малой вязкостью и плотностью с большой диэлектрической постоянной.

При отсутствии внутренних гидравлических потерь ($\xi = 0$) при $b \rightarrow 0$ $\eta \rightarrow 1$, т. е. насос наиболее эффективен при работе с жидкостями, имеющими малую подвижность, такими как продукты нефтеперегонки и фреоны, имеющие подвижность порядка $10^{-7} \text{ м}^2 / \text{в} \cdot \text{сек}$.

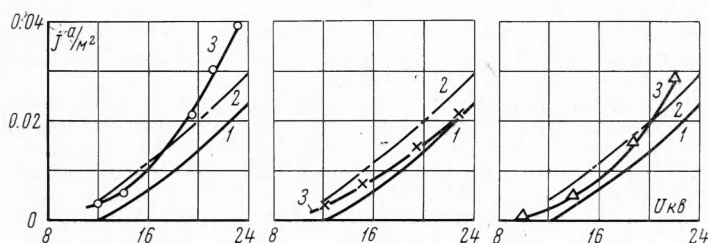


Фиг. 2

В таких случаях формула (13) может служить для ориентировочной оценки эффективности насоса.

При анализе работы насоса не учитывалась собственная проводимость жидкости, так как для условий эффективной работы насоса она должна быть пренебрежимо малой, как, например, у продуктов нефтеперегонки и органических теплоносителей порядка $10^{-11} - 10^{-14} (\text{ом} \cdot \text{см})^{-1}$. В противном случае будет затрачиваться энергия на прохождение электрического тока, обусловленного собственной проводимостью, который не будет реализовываться в перепад давления на насосе.

По этой причине ионно-конвекционный насос не может быть применен для перекачки токопроводящих жидкостей: воды, электролитов и т. д.



Фиг. 3

Перейдем теперь к сравнению результатов экспериментов с данными теоретического анализа. Эксперименты проводились на трех различных конструкциях ступени, приведенных на фиг. 2, где *a* — одноигольчатая, *b* — многоигольчатая и *v* — цилиндрическая.

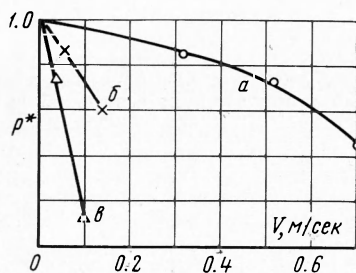
Экспериментально замерялись расход жидкости, перепад давления на ступени, ток коронного разряда и напряжение на электродах. Все результаты, приведенные в данной работе, получены на техническом керосине для случая отрицательного коронного разряда.

Вольт-амперные характеристики для трех конструкций ступени, снятые при расстоянии между электродами $L = 3,5 \cdot 10^{-3}$ и отсутствии скорости жидкости, приведены на фиг. 3, где 1 — одномерный случай, 2 — квазиодномерный случай и 3 — экспериментальные данные. На каждом графике нанесены теоретические кривые, подсчитанные для одномерного и квазиодномерного случаев. При сравнении кривых видно, что одномерное приближение и квазиодномерный случай хорошо согласуются с экспериментальными данными.

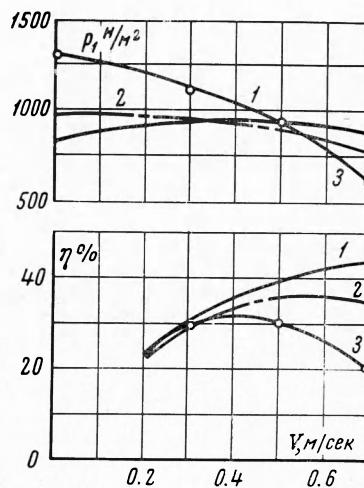
Для сравнения работы ступеней различных конструкций на фиг. 4 приведены типичные зависимости $p^*(V)$, где p^* есть отношение рабочего давления насоса к давлению, реализуемому при отсутствии расхода. Из графиков фиг. 4 видно, что худшие результаты дает конструкция с цилиндрическим ионизатором, несколько лучше — многоигольчатая конструкция и наиболее эффективна работа одноигольчатой ступени. К. п. д. первых двух конструкций также значительно хуже и в экспериментах не превышал 10%. Плохая работа цилиндрической и многоигольчатой конструкций может быть качественно объяснена двумя факторами.

Во-первых, в этих конструкциях не удается создать больших плотностей тока. Взаимодействие электрических полей соседних игл или соседних участков цилиндрического электрода приводит к тому, что при постоянном напряжении ток коронного разряда либо вообще меньше, чем в случае одной иглы, либо при достаточном расстоянии между иглами растет значительно медленнее, чем площадь канала.

Во-вторых, конструкция ступени оказывает решающее влияние на взаимодействие носителей заряда с нейтральной жидкостью. Для хорошей работы насоса необходимо, чтобы направления векторов электрической напряженности и скорости нейтральных частиц жидкости совпали по возможности во всем объеме канала.



Фиг. 4



Фиг. 5

Как показывают данные теоретического анализа и эксперимента, ближе всего к этому приближается работа одноигльчатой ступени, а наибольшее несовпадение наблюдается при цилиндрическом ионизаторе.

В многоигльчатой конструкции заряженные частицы, по-видимому, движутся к сетке анода узкими пучками, не взаимодействуя с основной массой жидкости.

Таким образом, для применения в ионно-конвекционных насосах наиболее эффективной следует считать одноигльчатую ступень. Многоигльчатую и цилиндрическую конструкции можно рекомендовать для применения лишь в тех случаях, когда необходимо при небольших габаритах получить абсолютно большие расходы при небольшом к. п. д.

На фиг. 5 показаны напорная характеристика одноигльчатой ступени насоса и зависимость к. п. д. этой же ступени от скорости при постоянном напряжении. Для сравнения там же нанесены теоретические кривые, построенные по формулам (5) — (12). Из кривых (фиг. 5) видно, что зависимости, построенные по квазиодномерной теории, качественно точнее отражают реальные физические явления и количественно дают лучшее совпадение с экспериментальными данными по сравнению с одномерным приближением. Расхождение экспериментальных и расчетных данных в рабочем диапазоне скоростей не превышает 10% по напору и 25% по к. п. д.

Таким образом, проведенные теоретические и экспериментальные исследования ступеней ионно-конвекционного насоса показали, что наиболее эффективной является работа одноигльчатой конструкции, параметры которой хорошо прогнозируются с помощью квазиодномерной теории.

Такая ступень и должна стать основой для проектирования многоступенчатого насоса.

Поступила 19 IV 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Stuetzer O. M. Ion drag pressure generation. J. of Appl. Phys., 1959, vol. 30, No. 7.
2. Stuetzer O. M. Ion drag pumps. J. of Appl. Phys., 1960, vol. 31, No. 1.
3. Капцов Н. А. Электрические явления в газах и вакууме. М., Гостехиздат, 1950.