



Математическое моделирование гидродинамических процессов в сороудерживающем механизме с учетом вихреобразования в аванкамере

Каниев Ж.М.

e-mail: kanievdjamshid@gmail.com

Международный университет Кимё в Ташкенте

Введение. Это изобретение ненадёжно и дорого в эксплуатации, так как перемещение диска и диафрагмы должно производиться синхронно работающими силовыми гидроцилиндрами, причем диску движение передается штоком, проходящим внутри полого вала рабочего колеса.

Постановка вопроса. Наиболее близким к предлагаемой конструкции является устройство для регулирования расхода жидкости на входе в насоса содержащее конус, установленный с возможностью осевого перемещения при помощи упругого элемента во всасывающем патрубке насоса, снабженный на выходном участке дроссельной шайбой образующий с внутренней поверхностью всасывающего патрубка и упругим элементом полость, соединенную посредством перепускного канала, снабженного гидроредуктором, с напорным трубопроводом, которые содержит профилированную регулировочную иглу, установленную в зоне расположения дроссельной шайбы на оси всасывающего патрубка, а полость выполнена замкнутой с помощью дополнительного упругого элемента, укрепленного на конусе и внутренней поверхности всасывающего патрубка.

Основная часть. Существенным недостатком известной конструкции является, плохие гидравлические условия подвода потока к рабочему колесу насоса и что в свою очередь приводит к увеличению кавитационного износа.

Любая теоритическая модель течения идеальной жидкости в какой то мере должна отражать основной характер течения реальной жидкости на том или ином рассматриваемом участке потока. К таким течениям можно отнести уравнение потока в закрытом канале с одним боковым притоком под углом $0 < \alpha < \frac{1}{2}$ и при наличии в окрестности точки В излома контура водоворотной зоны во многом зависящим от размеров этих участков и угле расширения $0 < x < \frac{1}{2}$ основного канала (рис.1).

Как следует из гидравлики, в окрестности точек, подобных точке A2, зонами застоя можно пренебречь из-за незначительного влияния на основное течение в канале при угле излома $\alpha_{\pi} \cong 8^{\circ} - 10^{\circ}$.

В связи с этим рассмотрено плоское стационарное течение идеальной несжимаемой жидкости в канале с диффузорным участком. За притоком внутри канала имеется точечный вихрь.

Предполагается, что вершина Е полигональной границы является его критической точкой. Точки В и F также критические. Для получения общего решения задачи построим функцию $\frac{dw}{dt}$ по простым полюсам и нулям [1] (рис 1.).

$$\frac{dw}{dt} = N_0 \frac{(t^2 - k^2)(t - f)}{t(t - c) \cdot \left[\frac{(t - m_1)^2 + m_2^2}{2} \right]} \quad (1)$$

где

$$N_0 = \frac{q \cdot c \left[\frac{(c - m_1)^2 + m_2^2}{2} \right]}{\pi (c - f)(c^2 - k^2)},$$

$$q_{2\infty} = V_{2\infty} \cdot H_{2\infty}, \quad m = m_1 + m_2, \quad \bar{m} = m_1 - m_2.$$

Далее с помощью формулы Кристофеля-Шварца получим:

$$\frac{dz}{dt} = N_1 \frac{t + k}{t(t - c)} \left| \frac{t - k}{t + k} \right|^\alpha \cdot \left| \frac{t - a_1}{t - a_2} \right|^\alpha \quad (2)$$

Здесь

$$N_1 = \frac{H_{2\infty}}{\pi} \frac{c}{c + k} \left| \frac{c + k}{c - k} \right|^\alpha \cdot \left| \frac{a_1 - c}{a_2 - c} \right|^\alpha$$

Отсюда

$$\left. \begin{aligned} H_{1\infty} &= \frac{c_1}{c + k} f(\alpha, c) \\ L_A &= \frac{1}{c + k} \left| \frac{a_1}{a_2} \right|^\alpha \cdot f(\alpha, c) \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Где

$$f(\alpha, e) = \left| \frac{c + k}{c - k} \right|^\alpha \cdot \left| \frac{a_1 - c}{a_2 - c} \right|^\alpha, \quad \hat{H}_{1\infty} = \frac{H_{1\infty}}{H_{2\infty}}, \quad \hat{L}_A = \frac{L_A}{H_{2\infty}}, \quad L_A = \frac{H_A}{\sin \alpha \pi}.$$

Расход потока в притоке отнесённый к общему расходу в основном канале:

$$q_A = \frac{\left[\frac{(c - m_1)^2 + m_2^2}{2} \right] f \cdot k^2}{(c - f) \cdot (c^2 - k^2) \left(\frac{m_1^2 + m_2^2}{2} \right)} = \frac{1}{2} \quad (4)$$

из (1) и (2) найдём комплексную скорость течения:

$$\frac{dw}{dt} = N_2 \cdot V_{2\infty} \frac{(t - f)(t - k)}{\left[\frac{(t - m_1)^2 + m_2^2}{2} \right]} \cdot \left| \frac{t + k}{t - k} \right|^\alpha \cdot \left| \frac{t - a_1}{t - a_2} \right|^\alpha \quad (5)$$

где

$$N_2 = \frac{\left[\frac{(c - m_1)^2 + m_2^2}{2} \right]}{(c - f) \cdot (c - k)} \cdot [f(\alpha, \alpha)]^{-1}$$

Отсюда в пределе при $t \rightarrow \infty$ и $t \rightarrow 0$ находим скорость течения в начале канала и соответственно в притоке:

$$\left. \begin{aligned} V_D &= N_2 \\ V_A &= N_2 \frac{f_2 k}{m_1^2 + m_2^2} \left| \frac{a_1}{a_2} \right|^\alpha \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

из (2) имеем:

$$A_1 \wedge A_2 = N_1 \cos c\pi \int_{a_1}^{a_2} \frac{dz}{dt} dt \quad (7)$$

Положение точечного вихря М определим , исходя из условия равенство нулю силы, действующей на него со стороны жидкости. Тогда по формуле Чаплыгина-Блазиуса [2].

$$\int_y \left(\frac{dw}{dt} \right)^2 \frac{dt}{dz} = 0 \quad (8)$$

где у-окружность малого радиуса с центром в точке $m=m_1+im_2$. Интеграл вычисляется вычетом функции в точке $t=m$:

$$resf(t) = N \cdot N = \lim_{t \rightarrow m} \frac{d}{dt} \left[(t-m)^2 \cdot \frac{(t-f)^2 (t-k)^{2-\alpha} \cdot (t+k)^{1+\alpha}}{t(t-c)(t-m)^2 \cdot (t-\bar{m})^2} \cdot \frac{\left(\frac{t-a_1}{t-a_2} \right)^2} \right]$$

Отсюда получим ещё два действительных соотношений между неизвестными параметрами задачи:

$$\left. \begin{aligned} a_0 (c_1 a_1^2 - c_0 a_3) - b_0 (c_1 b_1^2 - c_0 b_3) &= 0 \\ a_0 (c_1 b_1^2 - c_0 b_3) + b_0 (c_1 a_1^2 - c_0 a_3) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

где a_0, c_1 , и др. являются функциями параметров отображения m_1, m_2, f, k, c, a_2 и угла расширения $0 < \chi < \frac{1}{2}$ основного канала и угла $0 < \alpha < \frac{1}{2}$ потока .

Для построения функции , описывающую границу раздела BNF транзитной струи с вихревой зоной из (2) получено:

$$\left. \begin{aligned} c(\xi) &= N_1 \int_{\xi}^k f_2(\xi, \eta) \cos(\alpha, c, \xi, \eta) d\eta - \sin(\alpha, c, \xi, \eta) d\xi + x(k) \\ y(\xi) &= N_1 \int_{\xi}^k f_2(\xi, \eta) [\cos(\alpha, c, \xi, \eta) d\eta + \sin(\alpha, c, \xi, \eta) d\xi] + y(k) \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Численные расчёты для формы криволинейных контуров BN на участке присоединения показывает , что с увеличением угла α размеры этих контуров, границы зоны завихрения, заметно увеличиваются и очень близко к дуге окружности.

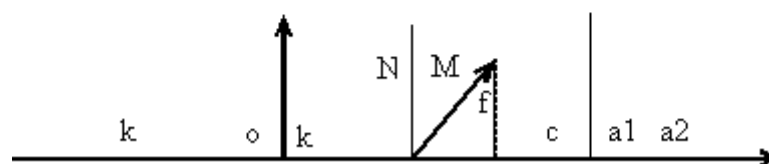
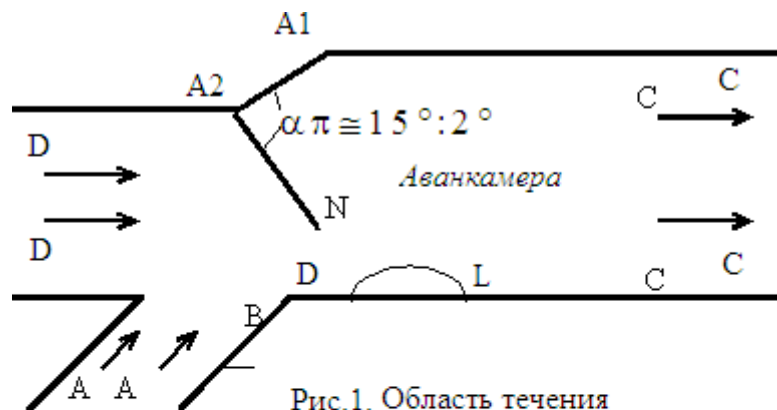


Рис.2. Каноническая область.

Выводы.

1. Следовательно, для обеспечения стабильности течения при $\alpha\pi \approx 0$ угол $\alpha\pi$ необходимо уменьшить до определённой нормы. Таким углом есть $\alpha\pi \approx 15^\circ$, что экспериментально подтверждено.
2. Для практики можно предложить замену криволинейного контура дугой окружности $R=0,65$ м при $\alpha\pi \approx 15^\circ:2^\circ$ и $LD=0.9$ м.
3. Результаты исследования могут быть использованы при создании нового и усовершенствованного оборудования для равномерного отсоса.

Литература

1. Берман Я.Р., Пручкин С.И., Степанова В.И.: Плоская задача о течении в канале с водоворотом при наличии точечного вихря. "Некоторые модели сплошных сред и их приложения". Издательство "Наука", Москва 1988. с. 72-75.
2. Чертоусов М.Д. Гидравлика (специальный курс) Госэнергоиздат – 1960., Москва. 640 с.
3. Хамидов А.А. Осесимметричные течение идеальной сжимаемой жидкости. Ташкент 1970 «ДАН». Узбекистан.
4. Худайкулов С.И. «Математические методы гидродинамики потенциальных течений и приложения к задачам транспортировки хлопка. Ташкент 2003.»
5. Хамидов А.А. «Плоские и осесимметричные задачи о струйном течении идеальной сжимаемой жидкости» Ташкент 1978 «Фан».
6. Прудников А.П., Быков Ю.А., Маричев О.И. «Интегралы и ряды», 1981-798с.
7. Худайкулов С.И., Каниев Ж.М., Шербоев М.Р. «Моделирование сороудерживающего механизма с учётом вихревых зон канала»
8. Худайкулов С.И., Каниев Ж.М., Шербоев М.Р. «ИФЛОСЛАНТИРУВЧИ ОҚИЗҚЛАРНИ УШЛАБ ҚОЛУВЧИ УСКУНАНИНГ ВИХРЛИ ОҚИМЛАРДАГИ ҲОЛАТИНИ МОДЕЛЛАШТИРИШ»
9. Khudaykulov SI, Kaniev J.M. Sherboev M.R. "Modeling of the trash holding mechanism taking into account the vortex zones of the channel"