УДК 621.671

КОМПЬЮТЕРНОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ ПРОТОЧНОЙ ЧАСТИ ЦЕНТРОБЕЖНЫХ НАСОСОВ

Косторной С.Д., Бондарев А.О., Марченко Л.К.

Сумской государственный университет, Сумы, Украина

АННОТАЦИЯ

Автоматизированное проектирование проточной части центробежного насоса выполняется на основе математической модели течения идеальной жидкости для обратной задачи и прямой трехмерной задачи в нестационарной постановке с учетом взаимного влияния всех элементов и сил вязкости по модели Прандтля [1-5]. Результаты решения обратной задачи в автоматизированном режиме передаются в качестве исходных данных для решения прямой задачи, на основании решения которой делается предварительная оценка проектного решения.

ВВЕДЕНИЕ

Исторически сложилось, что Сумской регион стал центром насосостроения. В областном центре работают ведущие предприятия этой отрасли: «СМНПО им. М.В.Фрунзе» и «Насосэнергомаш», более века делающие экспортные поставки потребителям более 40 стран мира, «ВНИИАЭН» – исследовательский и проектно-конструкторский институт атомного и энергетического насосостроения, а также Сумской государственный университет, который готовит специалистов и принимает участие в качестве разработчика современных методов проектирования.

На современном этапе развития при достигнутом уровне коэффициента полезного действия отдельных типов насосов порядка (70-90)% дальнейшее повышение их эффективности в условиях рыночных отношений должно основываться на развитой теории и методах гидродинамических расчетов на базе ЭВМ.

Полученные таким образом результаты могут быть использованы для целенаправленного изменения и дальнейшего совершенствования гидродинамических показателей насоса, в частности, энергетических, кавитационных, силовых нагрузок и нестационарных характеристик потока, что позволяет заменить физический эксперимент вычислительным и сократить сроки разработки.

Развиваемый новый теоретический подход к проектированию проточных частей гидравлических машин, который применительно к гидравлическим турбинам оказался успешным, в теории центробежных насосов и заводской практике их создания является новым научным направлением.

ВЫБОР МОДЕЛИ ТЕЧЕНИЯ ЖИДКОСТИ В ПРОТОЧНОЙ ЧАСТИ

Обоснованная математическая модель течения жидкости в проточной части лопастной гидравлической машины (турбины или насоса) способствует развитию методов их проектирования и определения гидродинамических параметров для целенаправленного совершенствования энергетических, кавитационных и силовых характеристик на этапе проектирования, что значительно сокращает сроки выполнения технического задания и заменять дорогостоящий физический эксперимент вычислительным.

© Косторной С.Д., Бондарев А.О., Марченко Л.К.

При проектировании и оценке проектного решения течение рабочей жидкости в проточной части гидравлической машины принимается осесимметричным, вихревым. Поле скоростей такого потока одинаково на каждой плоскости, проходящей через некоторую ось, но векторы скоростей не обязательно лежат в этих плоскостях.

Уже прошло 2,5 столетия как Леонард Эйлер в 1754г. на основе уравнений движения невязкой жидкости получил знаменитое уравнение и аналитическую зависимость, которую называют основным уравнением теории лопастных гидравлических машин и используют в настоящее время при проектировании и анализе их работы в качестве основного аргумента.

На основе фундаментального уравнения Эйлера для рабочего колеса насоса величина преобразованной в нем энергии, называемой теоретическим напором H_T, определяется выражением (1)

$$H_T = \omega\left(V_{u2}R_2 - V_{u1}R_2\right) = \\ = \frac{V_2^2 - V_1^2}{2} + \frac{W_1^2 - W_2^2}{2} + \frac{U_2^2 - U_1^2}{2}, \quad (1)$$

где ω, V_u, R, $V_1, V_2, W_1, W_2, U_1, U_2$ – соответственно угловая, проекция на U, абсолютная, относительная и окружная скорости потока на входе1 и выходе2 из рабочего колеса, R радиус. Роль центробежных и кориолисовых сил в рабочем процессе насоса в абсолютном, относительном и переносном движениях и их влияние на основной параметр – теоретический напор H_T в зависимости от геометрических и кинематических параметров рабочего колеса можно оценить следующим образом. Учитывая свойство кориолисовых сил, определяемых выражением $\vec{F} = 2\vec{\omega} \times \vec{W}$, и центробежных сил, проходящих через ось вращения, выражение (1) можно представить в виде

$$H_T = H_{кор} + H_{ц} = \\ = \left(U_2^2 - U_1^2\right) + \left(W_{2U}U_2 - W_{1U}U_1\right), \quad (2)$$

где первое слагаемое определяет величину энергии, передаваемую кориолисовыми силами инерции, а второе – циркуляционными. При введении относительных размеров геометрических и кинематических параметров проточной части и выполнения соответствующих преобразований, доли энергии, передаваемых жидкости центробежным колесом посредством кориолисовых и циркуляционных сил будут:

$$\frac{H_{кор}}{H_T} = h_{кор} = \frac{1 - \overline{D}_1^2}{K_Z\left(1 - q\right) - \varphi\overline{D}_1^2}, \quad (3)$$

$$\frac{H_{ц}}{H_T} = h_{ц} = 1 - \frac{1 - \overline{D}_1^2}{K_Z\left(1 - q\right) - \varphi\overline{D}_1^2}, \quad (4)$$

где $\varphi = \frac{V_{1u}}{U_1}$ – относительная закрутка потока на входе в центробежное колесо;

$K_Z = \frac{H_T}{H_{T\infty}}$ – коэффициент влияния конечного числа лопаток;

$q = \left(V_{2m}/U_2\right)ctg\beta_{2Л}$ – расходный параметр.

Так как центробежные силы проходят через ось вращения и не создают момента относительно оси, а кориолисовы силы перпендикулярны скорости относительного движения и силе трения, то эти силы не оказывают влияния на процесс преобразования энергии жидкости. Следовательно, изменение энергии жидкости от этих сил не происходит. Поэтому можно считать, что вязкость жидкости и центробежные силы не влияют на величину потерь энергии. Таким образом, на основе выражения (2) можно считать, что эффективность передачи энергии рабочим колесом центробежного типа выше, чем осевого, для которого $u_2 = u_1 = u$, $H_{кор}=0$ и поэтому вся величина теоретического напора может создаваться только вследствие циркуляционного обтекания реальной жидкостью.

На основе приведенных упрощенных теоретических объяснений можно делать ориентировочные предварительные оценки геометрическим и кинематическим параметрам проточной части при проектировании рабочих колес и объяснить целесообразность выбора различных методов проектировании быстроходных и тихоходных гидравлических машин, ориентируясь на объективный многолетний опыт проектирования насосов. Подтверждает сказанное, почему тихоходные машины проектируются преимущественно приближенными методами конформных отображений, а быстроходные аналитическими методами гидродинамических особенностей. Так из формул (3) и (4) видно, что значения $h_{кор}$ и $h_{ц}$ определяются $\overline{D}_1$, q и φ (значение K_Z можно принять постоянным). Отношение $\overline{D}_1 = 1$ соответствует осевому колесу, удельная работа которого H_T создается только циркуляционными силами: $h_{ц}=1$; $h_{кор}=0$. Поэтому для таких насосов профилирование лопасти должно выполняться методами, которые бы позволяли в процессе

проектирования обеспечить циркуляционное обтекание с требуемым распределением скорости по контуру обтекаемого тела и углом натекания на лопасть.

В случае центробежных насосов с $\overline{D_1} > 0{,}5 \div 0{,}6$ может иметь место передача энергии жидкости, когда $h_ц>0$ и $h_{кор}>0$, т.е. удельная работа создается как кориолисовыми, так и циркуляционными силами. Для таких насосов профилирование лопаток рабочего колеса и обеспечение благоприятных углов атаки уже имеет существенное значение, а в случае, когда $H_T=h_{кор}$, профиль лопатки рабочего колеса может быть выполнен упрощенными приближенными методами конформных отображений.

Хотя поток, протекающий в проточной части, имеет сложную пространственную структуру и течение жидкости в общем виде поддается математическому описанию уравнениями вязкой жидкости Навье-Стокса, но на практике пока не представляется возможным провести достаточно точный гидродинамический расчет пространственного течения жидкости как во всей машине в целом, так и в ее отдельных элементах. Причиной этому является: отсутствие доказательства справедливости и единственности их решения, турбулентное течение не имеет соответствующих моделей для замыкания уравнений Рейнольдса, а также уровень развития численных методов расчета и вычислительной техники. Поэтому практические потребности инженерных расчетов трехмерных течений в элементах гидравлических машин ограничиваются введением ряда упрощений и используются модели течений, расчет которых находится в пределах возможных вычислительных алгоритмов.

В ортогональной криволинейной системе координат q_1, q_2, q_3 каждая проекция вектора скорости V_1, V_2, V_3 зависит от трех координат

$$V_1 = f_1(q_1, q_2, q_3); V_2 = f_2(q_1, q_2, q_3);$$
$$V_3 = f_3(q_1, q_2, q_3).$$

Поток, называемый трехмерным трехпараметрическим, заменяется потоком идеальной жидкости, отнесенным к такой же координатной системе, но все три компоненты скорости являлись бы функциями двух координат q_1, q_2 и не зависели от третьей q_3, который называют трехмерным двухпараметрическим. В этом случае

$$V_1 = f_1(q_1, q_2); V_2 = f_2(q_1, q_2);$$
$$V_3 = f_3(q_1, q_2) \qquad (5)$$

При проектировании рабочего колеса дифференциальные уравнения течения жидкости осредняют по окружной координате q_3 и рассматривают двухпараметрическое течение идеальной жидкости. Эти уравнения принимают в качестве исходных при решении обратной задачи [3]. В рамках такого подхода выражение (5) равносильно такому условию, так как при числе оборотов в минуту $n \geq 1500$ рабочее колесо совершает $n \geq 25$ оборов в секунду и поэтому

$$\frac{\partial V_1}{\partial q_3} = \frac{\partial V_2}{\partial q_3} = \frac{\partial V_3}{\partial q_3} = 0, \qquad (6)$$

которое соответствует тому, что функциональный определитель от составляющих скорости по координатам тождественно равен нулю, в силу основных свойств определителей. Из условия (6) следует, что между функциями V_1, V_2, V_3 существует соотношение, независящее от переменных q_1, q_2, q_3, т.е. в двупараметрическом потоке одна из составляющих скорости связана с двумя другими функциональной зависимостью

$$V_3 = f(V_1, V_2) \qquad (7)$$

Полученный теоретический результат для двухпараметрического потока, когда одна из составляющих скорости связана с двумя другими функциональной зависимостью, приводит к новой постановке обратной задачи, которая состоит в том, что меридиональный или циркуляционный потоки при решении обратной задачи не могут задаваться произвольно, как это принято в работе [3]. Вводя принятые условия (6) в уравнения для вихря и неразрывности, получим для двухпараметрического вихревого потока выражения для составляющих вихря и уравнения неразрывности идентичные случаю осесимметричного течения, когда компоненты вихря также не зависят от координаты q_3. При этом в уравнении неразрывности вместо трех членов останется два. Например, если взять дифференциальное уравнение линий тока на поверхностях $q_3 = const$: $\frac{H_1 dq_1}{V_1} = \frac{H_2 dq_2}{V_2}$, , а уравнение непрерывности в виде: $\frac{\partial}{\partial q_1}(H_2 H_3 V_1) = \frac{\partial}{\partial q_2}(-H_3 H_1 V_2)$,

тогда H_3 служит интегрирующим множителем уравнения линии тока, левая часть которого после умножения на H_3 является выражением полного дифференциала функции тока ψ, в котором

$$d\psi = \frac{\partial \psi}{\partial q_1} dq_1 + \frac{\partial \psi}{\partial q_2} dq_2 ,$$

$$H_2 H_3 V_1 = \frac{\partial \psi}{\partial q_2}, \quad H_3 H_1 V_2 = -\frac{\partial \psi}{\partial q_1} , \qquad (8)$$

где H_1, H_2, H_3 – параметры Лямэ.

Если условия (8) удовлетворяются полностью, то $\psi = \psi(q_1, q_2)$. Функцию ψ, как это принято для двумерных потоков, называют функцией тока. Функция тока двухмерного потока определяет все поле скоростей, а функция тока двухпараметрического потока определяют лишь две из трех компонент скорости. После предварительного анализа дифференциальные уравнения двухпараметрического стационарного потока в форме Громека-Ламба в векторной форме имеют следующий вид

$$\vec{\Omega} \times \vec{V} = -grad\, E , \qquad (9)$$

Введя в уравнение (9) условие (6), получим, что E не зависит от q_3, а распределение энергии E в потоке подчиняется такому же условию, как и компоненты скорости двухпараметрического потока. Поэтому соотношение $V_1\Omega_2 - V_2\Omega_1 = 0$ или $\frac{\Omega_1}{V_1} = \frac{\Omega_2}{V_2}$ будет означать, что на координатной поверхности $q_3 = const$ составляющая вихря параллельна составляющей скорости. Подставляя в это уравнение функцию тока, получим: $\frac{\partial(H_3V_3)}{\partial q_1}\frac{\partial \psi}{\partial q_2} - \frac{\partial(H_3V_3)}{\partial q_2}\frac{\partial \psi}{\partial q_1} = 0$, т.е. функциональный определитель от произведения H_3V_3 и функции тока ψ: $\frac{\partial(H_3V_3, \psi)}{\partial q_1 q_2} = 0$. Из этого тождества следует, что между произведением H_3V_3 и функцией тока ψ существует соотношение, не зависящее от переменных q_1, q_2:

$$H_3V_3 = \Phi(\psi) , \qquad (10)$$

где $\Phi(\psi)$ – произвольная функция, которая соответствует выражению (7).

Между запасом энергии единицы массы жидкости E и функцией тока ψ также существует функциональная зависимость без посредства q_1 и q_2 в следующем виде:

$$E = -F(\psi), \qquad (11)$$

где $F(\psi)$ – произвольная функция.

Из уравнения (9) при помощи полученных соотношений можно получить выражение для дифференциала энергии, устанавливающего связь между функциями ψ и Ф приравняв его дифференциалу $dE = -F(\psi)d\psi$,

$$\frac{\partial}{\partial q_1}\left(\frac{H_2}{H_3H_1}\frac{\partial \psi}{\partial q_1}\right) + \frac{\partial}{\partial q_2}\left(\frac{H_1}{H_2H_3}\frac{\partial \psi}{\partial q_2}\right) + \frac{H_1H_2}{H_3}\cdot\Phi(\psi)\cdot\Phi'(\psi) + H_1H_2H_3F'(\psi) = 0 \qquad (12)$$

Таким образом, установившийся двухпараметрический вихревой поток невязкой жидкости в рассмотренной координатной системе определяется следующей системой уравнений [7]:

$$\left.\begin{aligned} &H_2H_3V_1 = \frac{\partial \psi}{\partial q_2}, \quad H_3H_1V_2 = -\frac{\partial \psi}{\partial q_1};\\ &H_3V_3 = \Phi(\psi);\\ &E = -F(\psi);\\ &\frac{\partial}{\partial q_1}\left(\frac{H_2}{H_3H_1}\frac{\partial \psi}{\partial q_1}\right) + \frac{\partial}{\partial q_2}\left(\frac{H_1}{H_2H_3}\frac{\partial \psi}{\partial q_2}\right) +\\ &+\frac{H_1H_2}{H_3}\cdot\Phi(\psi)\cdot\Phi'(\psi) + H_1H_2H_3F'(\psi) = 0. \end{aligned}\right\} \qquad (13)$$

РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ

Задачу построения лопасти рабочего колеса центробежного насоса, в соответствии с основным уравнением Эйлера для гидравлических машин (1) сводят к решению некоторой обратной осесимметричной задачи, в которой определяется форма вихретоковой поверхности тока потока [3], осредненного по окружной координате и времени. Используя уравнения движения жидкости в криволинейной ортогональной системе координат, задача построения лопасти сводится к решению системы дифференциальных уравнений в частных производных гиперболического типа (14), (15) [2].

$$\frac{\partial \varphi}{H_1 \partial q_1} = \frac{V_u r - r^2\omega}{r^2 V_1} ; \qquad (14)$$

$$\frac{\partial \varphi}{H_1 \partial q_1}\cdot\frac{\partial(V_u r)}{H_2 \partial q_2} - \frac{\partial \varphi}{H_2 \partial q_2}\cdot\frac{\partial(V_u r)}{H_1 \partial q_1} + \frac{\partial(H_1V_1)}{H_1H_2\partial q_2} -$$

$$-\frac{1}{H_2V_1}\cdot\frac{\partial}{\partial q_2}\left(\frac{p}{q}+\frac{V^2}{2}-\omega V_u\right)_{BX} \qquad (15)$$

где V_1, V_u – меридианная и окружная составляющие скорости, φ – координата меридианного сечения лопасти, r – радиус-вектор.

Однако, методы, изложенные в таких работах, при несомненной методической и теоретической ценности, вследствие большого объема вычислительных работ в практике инженерных расчетов и экспериментальных исследований трудно реализовать. Нами предлагается более обоснованный метод решения обратной задачи в общем случае осесимметричного квазипотенциального вихревого потока.

Соответствующие упрощения решения уравнений (14, 15) в данной работе достигаются введением дополнительного условия между составляющими скорости V_1,V_2,V_3, которое при профилировании рабочего колеса считают таковым, что лопастная система обеспечит его выполнение. Это условие не только упрощает решение рассматриваемой задачи, но и позволяет построить лопасть, обладающую определенными оптимальными характеристиками. Например, в случае осесимметричного движения жидкости компоненты скорости связаны с двумя другими функциональной зависимостью. Эту связь можно установить, из условия требуемой циркуляции в рабочем колесе, определяемую основным уравнением Эйлера для гидравлических машин (1). Тогда, если течение жидкости характеризовать взаимным расположением систем линий тока и вихревых линий, их относительное положение является одним из показателей исследования. Из уравнения, определяющего развитие винтового движения [1],

$$\frac{\partial}{\partial s}\left(\frac{\Omega_\tau}{V}\right)=\frac{2\left(\overline{V}\times\overline{\Omega_\tau}\right)\overline{b}}{V^2r}-$$
$$-\frac{\tau}{V^2}rot\left(\overline{V}\times\overline{\Omega}\right)=$$
$$=\frac{2\Omega_n}{Vr}-\frac{\tau}{V^2}rot\left(\overline{V}\times\overline{\Omega}\right) \qquad (16)$$

видно, что $\frac{\Omega_\tau}{V}\neq const$ не только в случаях, когда $\Omega_n\neq 0$ и $r\neq\infty$ но даже тогда, когда линии тока прямолинейны $r=\infty$ или $\Omega_n=0$ за счет наличия добавочного члена $-\frac{\tau}{V^2}rot(\overline{V}\times\overline{\Omega})$, где Ω_n, Ω_τ – компоненты вектора вихря по направлению главной нормали и касательной к линии тока, r – радиус кривизны линии тока; $\overline{\tau},\overline{b}$ – единичные векторы касательной и бинормали в данной точке.

Условие $\frac{\Omega_\tau}{V}=const$ соблюдается лишь в двух случаях движения жидкости: винтового и квазипотенциального, которое еще называют сложно-слоистым. Действительно, если результирующий вектор $\overline{\Omega}=rot\overline{V}$ представить как сумму двух векторов, по направлению скорости $\overline{V}$ и вектора, перпендикулярного $\overline{V}$ и лежащего в плоскости $\overline{V}$ и $\overline{\Omega}$ тогда, применив операцию дивергенции к полученному выражению, получим уравнение

$$div\overline{\Omega}=\frac{\overline{V\Omega}}{V^2}div\overline{V}+\overline{V}grad\left[\frac{\overline{V\Omega}}{V^2}\right]+$$
$$+div\left[\frac{\overline{V}\times\overline{V\Omega}}{V^2}\right],$$

из которого следует, что

$$\frac{\partial}{\partial s}\left(\frac{\Omega_\tau}{V}\right)=\frac{1}{V}div\left[\frac{\overline{V}\times\left(\overline{\Omega}\times\overline{V}\right)}{V^2}\right]=0 \qquad (17)$$

в случаях, когда $\overline{V}\times\overline{\Omega}=0$ (винтовое движение) и $\overline{V\Omega}=0$ (квазипотенциальное течение).

Для потенциального осесимметричного потока величина $V_ur=const$ во всем объеме движущейся жидкости, для винтового – вдоль линии тока, которая совпадает с вихревой линией. В случае квазипотенциального течения величина V_ur изменяется только вдоль линии тока, что соответствует формуле (1). Поэтому в качестве условия, устанавливающего связь между составляющими скорости V_1, V_2 и V_3 нужно принять кинематическое условие ортогональности линий тока и вихревых линий, так как только в этом случае выполняется основное уравнение Эйлера. Действительно из условия

$$\overline{V}rot\overline{V}=V_1\Omega_1+V_2\Omega_2+V_3\Omega_3=0, \qquad (18)$$

в выбранной системе координат $V_2=0;H_3=r;V_3=V_u$ решение уравнение (18) относительно V_ur, имеет вид

$$V_ur=H_1V_1\psi(q_1), \qquad (19)$$

где $\psi(q_1)$ – произвольная постоянная функция.

Для определения функции $\psi(q_1)$ используют граничное условие, обычно принимаемое при проектировании лопасти, когда вдоль одной из линии $q_2=const$ закон изменения V_ur принимается равным $V_ur\left(q^0{}_1\right)$. Тогда при известной зависимости H_1V вдоль линии тока с учетом зависи-

мости (19) уравнение (18) устанавливает связь $V_u r$ и $H_1 V$ в квазипотенциальном потоке:

$$V_u r = \frac{H_1 V_1}{H_1 V_1\left(q_1^0\right)} V_u r\left(q_1^0\right) \qquad (20)$$

При соответствующем выборе значения $V_u r\left(q^0{}_1\right)$, например, из условия получения равномерного распределения давления вдоль соответствующей линии тока и граничных условий для величины циркуляции на входе в рабочее колесо и выходе из него, уравнения (14), (15), (20) определяют поверхность лопасти.

Выполнение выражения (18) является очень важным условием проектирования лопасти рабочего колеса, так как оно является необходимым и достаточным условиями для существования нормальных к поверхностям тока поверхностей. Геометрические размеры этих поверхностей используют для определения меридианных скоростей и поверхностей тока, которыми моделируют бесконечно тонкую лопасть. На такой поверхности линии тока являются геодезическими (кратчайшими) на поверхности [8].

ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ ПРЯМОЙ ЗАДАЧИ

Уравнение Навье-Стокса

$$\rho \frac{d\vec{V}}{dt} = \rho\left(\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{V}}{\partial x} V_x + \frac{\partial \vec{V}}{\partial y} V_y + \frac{\partial \vec{V}}{\partial z} V_z\right) =$$
$$= \rho \vec{F} - grad\, P + \mu \Delta \vec{V} \qquad (21)$$

когда оператор Лапласа Δ равен нулю не отличается от уравнения Эйлера, а при граничных условиях непротекания и прилипания имеет нулевое решение, так как потенциальное течение для вязкой жидкости невозможно. В случае вихревого квазипотенциального потока условие прилипания можно удовлетворить вихревым слоем и получить решение уравнения (21).

Прямая трехмерная задача в нестационарной постановке идеальной жидкости решается методом гидродинамических особенностей, в качестве которой принята вихревая рамка [5]. Расчет пограничного слоя выполняется решением уравнений (22) согласно схеме изображенной на рис.2, [4].

Введя безразмерные переменные, уравнения нестационарного пограничного слоя, которые в общепринятых обозначениях можно записать следующим образом

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial \tau} + \bar{u}\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + v\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2},$$
$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = 0, \quad при \quad \bar{y} = 0,$$
$$\bar{u} \to W_e \quad при \quad y \to \delta. \qquad (22)$$

Пример решения приямой задачи для идеальной жидкости представлен на рис.1. Пример расчета пограничного слоя по схеме рис.2 Развитие вихревого следа на основе решения пограничного слоя изображено на рис.3.

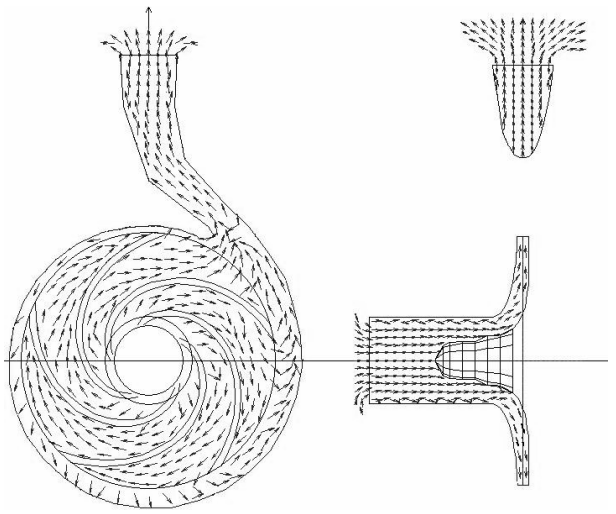

Рис.1 Векторное поле скоростей (относительных в рабочем колесе и абсолютных в отводе).

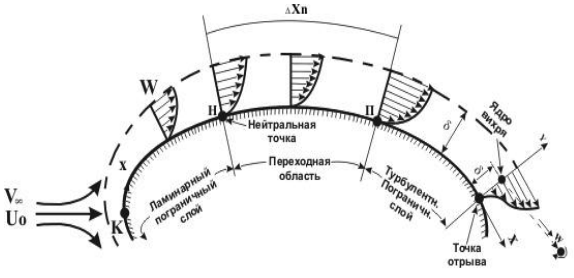

Рис.2 Схема расчета пограничного слоя.

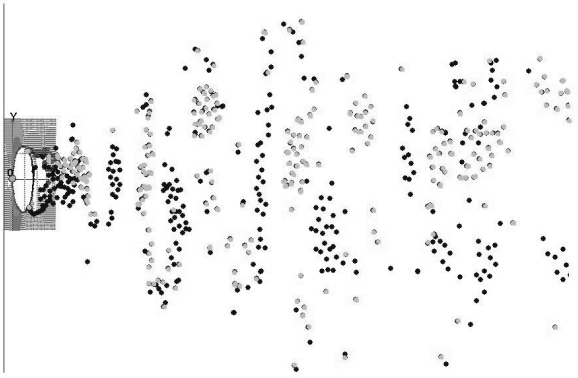

Рис.3 Развитие вихревого следа за неподвижным цилиндром. Серый – верхняя, черный – нижняя точки отрыва.

ВЫВОДЫ

Проектирование проточной части центробежного насоса реализовано на ЭВМ, некоторые этапы которого отображены на рисунках 1-3.

ЛИТЕРАТУРА

1. Косторной С.Д., Построение лопасти радиально-осевой турбины. Сб. Гидравлические машины.- Харьков. – 1968. – Вып. 2. – С. 116-122.
2. Косторной С.Д., Выбор формы течения жидкости при профилировании решеток. Сб. Гидравлические машины. – Харьков. – 1971. – Вып.5. – С.8-12
3. Этинберг И.Э, Раухман Б.С., Гидродинамика гидравлических турбин. Л.: Машиностроение, 1978,-280 с.
4. Белоцерковский С.М., Котовский В.Н., Ништ М.И., Федоров Р.М. Математическое моделирование плоскопараллельного обтекания тел. – М.: Наука.- 1988.- 232 с.
5. Белоцерковский С.М., Лифанов И.К. Численные методы в сингулярных интегральных уравнениях и их применение в аэродинамике, теории упругости, электродинамике. – М.: Наука.-1985. – 256с.
6. Косторной А.С., Мартынова Н.С. Разработка проточннх частей центробежного насоса методом математического моделирования.// Вісник СумДУ. – Сумы.- 2008.- №1.- С. 22-31.
7. Васильев О.Ф., Основы механики винтовых и циркуляционных потоков, М.-Л.:Госэнергоиздат, 1958.
8. Рашевский П. К., геометрическая теория уравнений с частными производными, М.-Л.: ОГИЗ, 1947, 354 с.

© Косторной С.Д., Бондарев А.О., Марченко Л.К.