

Miloš Růžička

Ebene Potentialströmung im Spiralgehäuse rotierender Strömungsmaschinen

Aplikace matematiky, Vol. 12 (1967), No. 6, 468–476

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/103126>

Terms of use:

© Institute of Mathematics AS CR, 1967

Institute of Mathematics of the Czech Academy of Sciences provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This document has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://dml.cz>

EBENE POTENTIALSTRÖMUNG IM SPIRALGEHÄUSE ROTIERENDER STRÖMUNGSMASCHINEN

MILOŠ RŮŽIČKA

(Eingegangen am 11. Mai 1967.)

1. EINLEITUNG

Die Strömung im Spiralgehäuse rotierender Schaufelmaschinen hat einen komplizierten Charakter, besonders im Falle, wenn das Spiralgehäuse als ein Austrittsgehäuse der Schaufelmaschine verwendet wird. Der Umstand, dass die Strömung im Spiralgehäuse rotierender Strömungsmaschinen nicht potential ist, wird vorwiegend durch zwei Erscheinungen verursacht:

1. Der Hauptströmung überlagert sich die sogenannte „sekundäre“ Strömung, welche durch Bremswirkung der Seitenwände verursacht wird.

2. Im Spiralaustrittsgehäuse entstehen hinter den Laufschaufeln die Nachlaufzellen.

In vorliegender Arbeit, welche nur einen ersten Schritt zur Beherrschung des Strömungsproblems im Spiralgehäuse darstellen will, werden diese Erscheinungen ausser acht gelassen und die Strömung wird als eine Potentialströmung behandelt. Ausserdem werden übliche Voraussetzungen eingeführt:

- a) die Flüssigkeit ist inkompressibel,
- b) die Strömung ist eben,
- c) das Schaufelrad wird durch eine Wirbelquelle ersetzt,
- d) für $x \rightarrow \infty$ nähert sich die Form des Spiralgehäuses asymptotisch einem zur x -Achse parallelen Streifen, wobei die Breite in der Richtung der y -Achse 2π gleicht; die Geschwindigkeit nähert sich also dabei asymptotisch 1.

Im Verlauf der Arbeit werden weitere Einschränkungen gemacht:

- e) Es werden nur solche Strömungsfelder konstruiert, innerhalb deren die Geschwindigkeit keine Nullpunkte aufweist; nur an der Wand des Spiralgehäuses ist ein Punkt (mit A bezeichnet) mit Nullgeschwindigkeit vorhanden.

Unter diesen Voraussetzungen kann man leicht mit der Methode der konformen Abbildung die Beziehungen für die Form des Spiralgehäuses ableiten, falls der Geschwindigkeitsverlauf an den Wänden bekannt ist.

Die Grössen x, y , welche die rechtwinkligen Koordinaten der Gehäuseform angeben, werden in der Arbeit als dimensionslos betrachtet; die Koordinaten X, Y (welche Längemassung haben) sind mit folgenden Ausdrücken gegeben

$$(1,1) \quad X = \frac{l}{2\pi} x,$$

$$(1,2) \quad Y = \frac{l}{2\pi} y,$$

wo l die Breite des (rechteckigen) Rohres im Unendlichen bedeutet. Auch die Grösse u , welche die Geschwindigkeit an der Wand vorstellt, ist dimensionslos; um reelle Geschwindigkeit zu bekommen, muss man die Grösse u mit dem Ausdruck Q/lh , in dem Q der Fördermenge und h der Höhe (zur Strömungsebene senkrechte Abmessung) des Gehäuses gleichkommen, multiplizieren.

2. DAS BILD DES SPIRALGEHÄUSES IN DER HILFSEBENE ζ

In der Ebene werden rechtwinklige Koordinaten x, y eingeführt; die x -Achse sei zur Achse des an das Spiralgehäuse angeschlossenen Rohres parallel; der Anfang des erwähnten Koordinatensystems sei in die Achse des Laufrades versetzt.

Es sei nun eine komplexe Veränderliche z mit der Beziehung

$$(2,1) \quad z = x + iy$$

eingeführt.

In der ersten Annäherung wird das Schaufelrad durch die Wirbelquelle von Ergiebigkeit gleich 2π und Zirkulation $-2\pi k$, deren komplexes Potential

$$(2,2) \quad (1 + ki) \ln z, \quad k > 0$$

ist, ersetzt.

Das komplexe Potential $\Omega(z)$, das die Strömung innerhalb des Spiralgehäuses beschreibt, ist eine mehrdeutige Funktion der Veränderlichen z . Wir schneiden nun die Ebene z nach der strichpunktierten Kurve \mathcal{L} , welche 0 durchgeht und ins $+\infty$ (s. Abb. 1) führt, an. In dieser angeschnittenen Ebene definieren wir den eindeutigen Grundzweig des komplexen Potentials mit der Forderung, damit der imaginäre Teil

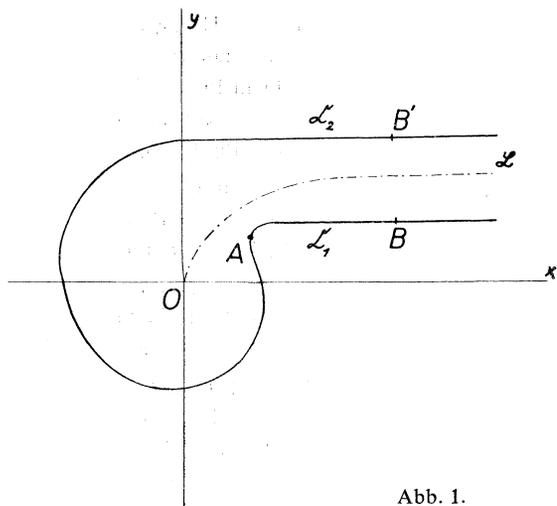


Abb. 1.

des komplexen Potentials $\text{Im } \Omega(z)$ an der Kurve \mathfrak{C}_1 vom Punkt A über B ins $+\infty$ gleich Null sei; für $x \rightarrow \infty$ gehört einem zwischen den Kurven \mathfrak{C}_1 und \mathcal{L} liegenden Punkt der positive imaginäre Teil des komplexen Potentials zu. Der Grundzweig des komplexen Potentials ordnet dem imaginären Teil des komplexen Potentials $\text{Im } \Omega(z)$ an der Kurve \mathfrak{C}_2 vom Punkt A über B' ins $+\infty$ gleichfalls den Wert 0 zu, freilich mit dem Unterschied, dass einem zwischen den Kurven \mathfrak{C}_2 und \mathcal{L} liegenden Punkt für $x \rightarrow +\infty$ der negative Wert des komplexen Potentials zugehört.

Wir bestimmen nun das Bild der Ebene z in der Ebene des komplexen Potentials. Der Grundzweig des komplexen Potentials bildet die Kurve \mathfrak{C}_1 auf das obere Ufer der Halbgeraden reeller Achse und die Kurve \mathfrak{C}_2 auf das untere Ufer der halbgeraden reeller Achse ab; dem Punkt A , in dem die Geschwindigkeit gleich null ist, entspricht der Punkt A^* , dem Punkt ∞ entspricht der Punkt ∞ .

Vom oberen Ufer der Kurve \mathcal{L} an beginnend umlaufen wir nun n -mal (n ist eine natürliche Zahl) in positiver Richtung den Nullpunkt. Der Wert von $\ln z$ wird durch diesen Umlauf um den Nullpunkt mit Bezug auf den Grundzweig um $2\pi ni$ verändert; durch diesen Umlauf wird also das komplexe Potential um $2\pi n(1 + ki)$ i geändert.

Umlaufen wir also n -mal (n ist eine natürliche Zahl) von einem Punkte der Kurve \mathfrak{C}_1 an beginnend in positiver Richtung den Nullpunkt, wird das komplexe Potential an der Kurve \mathfrak{C}_1 mit Bezug auf den Grundzweig um $-2\pi nk + 2\pi ni$ geändert; ähnlich verhält sich die Sache an der Kurve \mathfrak{C}_2 . Mit anderen Worten: wird der Nullpunkt vom oberen Ufer der Kurve \mathfrak{C}_1 an beginnend n -mal (n ist eine natürliche Zahl) umlaufen, wird die Kurve \mathfrak{C}_1 in der Ebene Ω auf das obere Ufer der zur reellen Achse in der Entfernung $2\pi n$ parallelen Halbgeraden abgebildet; die Kurve \mathfrak{C}_2 wird in der Ebene Ω auf das untere Ufer der zur reellen Achse in der Entfernung $2\pi n$ parallelen Halbgeraden abgebildet. Dem Punkt A entspricht der Punkt $A^* - 2\pi nk + 2\pi ni$, wo A^* den Wert des Grundzweiges des komplexen Potentials im Punkt A bezeichnet; dem Punkt ∞ entspricht der Punkt ∞ .

Wird der Nullpunkt vom oberen Ufer der Kurve \mathcal{L} an beginnend j -mal (j ist eine natürliche Zahl) im negativen Sinne umlaufen, reicht es völlig aus, in der oberen Erwägung n durch die Zahl $-j$ zu ersetzen.

Die Bilder des Spiralgehäuses sind also in der Ebene des komplexen Potentials verschobene parallele Halbgeraden; dabei entsprechen der Kurve \mathfrak{C}_2 die unteren, der Kurve \mathfrak{C}_1 die oberen Ufer der entsprechenden Halbgeraden (s. Abb. 2).

Schreibt man $\Omega = \Phi + i\Psi$, wo Φ das Geschwindigkeitspotential und Ψ die Strömungsfunktion darstellen, haben die Bilder der Wirbelquelle in der Ebene des komplexen Potentials die Koordinate $\Phi = -\infty$.

Wir führen nun eine behelfsmässige komplexe Veränderliche $\zeta = \xi + i\eta$, wo ξ, η den reellen Veränderlichen gleichkommen, ein.

Setzen wir

$$(2,3) \quad \Omega = -2 \ln \cos \zeta - 2k\zeta,$$

so wird die obere Halbebene der Ebene ζ auf die ganze Ebene Ω abgebildet; die Abbildung ist überall (mit Ausnahme der den Gleichungen

$$(2,4) \quad \operatorname{tg} \zeta = k, \quad \operatorname{tg} \zeta = \infty$$

genügenden Punkte) konform. Mit der Gleichung (2,3) definierte Abbildung hat die Eigenschaft, dass das obere Ufer der reellen Achse der Ebene ζ dem System der Parallelen entspricht (Abb. 2); dieses Parallelen-System in der Ebene Ω durchläuft man nach dem auf der Abb. 2 durch strichpunktierte Linie gekennzeichneten Schema.

wenn man das obere Ufer der reellen Achse der Ebene ζ von $-\infty$ in $+\infty$ durchläuft, Den Punkten, die an den Halbgeraden des auf der Abb. 2 abgebildeten Systems in ∞ liegen, entsprechen dabei in der Ebene ζ die Punkte $\zeta = r\pi/2$ (r ist eine ungerade Zahl); den Punkten, die in der Ebene Ω die Bilder des Punktes A darstellen, entsprechen in der Ebene ζ die Punkte $\zeta = \operatorname{arctg} k + n\pi$.

Die Bilder der Wirbelquelle — wie leicht nachgewiesen werden kann — liegen im Unendlichen $\operatorname{Im} \zeta = \infty$ der oberen Halbebene der Ebene ζ .

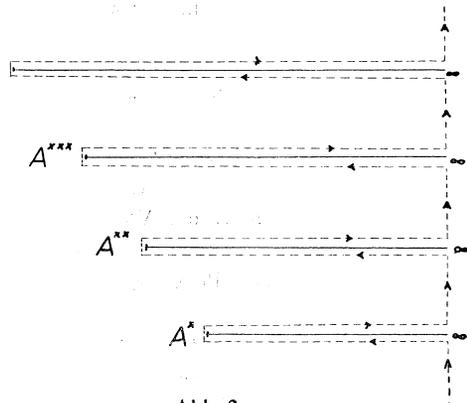


Abb. 2.

3. WAHL DES AUSDRUCKS FÜR KOMPLEXE GESCHWINDIGKEIT

In diesem Abschnitt werden Eigenschaften erwähnt, welchen die Funktion $F(\zeta)$ genügen muss, damit sie als Ausdruck für komplexe Geschwindigkeit verwendet werden darf.

1. $F(\zeta)$ sowie $F^{-1}(\zeta)$ muss in der ganzen oberen Halbebene der Ebene ζ regulär sein.
2. Für reelle ζ muss $F(\zeta)$ eine periodische Funktion von ζ mit einer Periode gleich π sein.
3. In der Nähe der Punkte $\zeta = \operatorname{arctg} k$ muss sich die Funktion $F(\zeta)$ als $(\zeta - \operatorname{arctg} k)$ verhalten.
4. In den Punkten $\zeta = r\pi/2$, wo r ungerade Zahl ist, muss $F(\zeta) = 1$ sein.
5. Für $\operatorname{Im} \zeta \sim \infty$ muss $F^{-1}(\zeta) \approx \operatorname{konst.} e^{2\pi i \zeta}$ sein.

Die Forderung 5) folgt am einfachsten aus folgender Überlegung: Dem Punkte $z = 0$ entspricht der Punkt $\operatorname{Im} \zeta = +\infty$ in der Ebene ζ . Das komplexe Potential Ω ,

als eine Funktion von ζ betrachtet, wird anhand der Gleichung (2,3) gegeben. Für $\text{Im } \zeta \sim +\infty$ ergibt sich aus der Gleichung (2,3)

$$(3,1) \quad \Omega \approx 2i(1 + ki)\zeta.$$

Da man für $z \sim 0$ das komplexe Potential als eine Funktion von z in der Form

$$(3,2) \quad \Omega \approx (1 + ki) \ln z$$

schreiben kann, folgt aus der Gleichung (3,1), dass für

$$(3,3) \quad \ln z \approx 2i\zeta \quad \text{d. h.} \quad z \approx \text{konst. } e^{2i\zeta}$$

gilt. Da sich aber die komplexe Geschwindigkeit (als eine Funktion von z betrachtet) in der Umgebung von $z = 0$ als $(1 + ki)/z$ verhält, folgt aus der Gleichung (3,3) die Forderung 5).

Ausser den fünf obenerwähnten Forderungen muss die Geschwindigkeit weiterer Forderung genügen: An den Wänden des Spiralgehäuses soll keine Ablösung stattfinden. Deswegen muss der Verlauf der Geschwindigkeit an der Wand möglichst flach sein. Diese Forderung können wir mit einer Treppenfunktion mit zwei Sprüngen (in der für technische Praxis guten Näherung) erfüllen. Die Treppenfunktion mit zwei Sprüngen

$$(3,4) \quad \left[\frac{e^{2i\zeta} - e^{2i\sigma}}{e^{2i\zeta} - e^{2i\tau}} \right]^{i\omega} \cdot \left[\frac{1 + e^{2i\sigma}}{1 + e^{2i\tau}} \right]^{-i\omega}, \quad \omega > 0$$

(die Zweige der mehrdeutigen Funktionen in der Weise gewählt, dass für $\zeta = \pi/2$ $F(\zeta) = 1$ folgt) stellt für reelle ζ nämlich den Geschwindigkeitsverlauf dar, der für $-\pi/2 < \sigma < \tau < \pi/2$ im Intervall $\langle -\pi/2; \sigma \rangle$ und im Intervall $\langle \tau; \pi/2 \rangle$ gleich 1, und im Intervall $\langle \sigma, \tau \rangle$ gleich $e^{\pi\omega}$ ist. Im Falle $-\pi/2 < \tau < \sigma < \pi/2$ stellt die Funktion (3,4) für reelle ζ den Geschwindigkeitsverlauf dar, der im Intervall $\langle \sigma; \pi/2 \rangle$ und im Intervall $\langle -\pi/2; \tau \rangle$ gleich 1 und im Intervall $\langle \tau, \sigma \rangle$ gleich $e^{-\pi\omega}$ ist. Die obenerwähnten Eigenschaften können wir auch von der wirklichen Geschwindigkeitsverteilung an der Gehäusewand erwarten. Damit aber die Funktion auf der reellen Achse stetig ist, wählen wir statt der Funktion (3,4) die Funktion

$$(3,5) \quad \left[\frac{e^{2i\zeta} - e^{2i\sigma + 2\eta}}{e^{2i\zeta} - e^{2i\tau + 2\delta}} \right]^{i\omega} \cdot \left[\frac{1 + e^{2i\sigma + 2\eta}}{1 + e^{2i\tau + 2\delta}} \right]^{-i\omega}$$

Um auch Forderungen 3) und 5) zu erfüllen, wählen wir die Funktion $F(\zeta)$ in der Form

$$(3,6) \quad F(\zeta) = - \frac{\cos(\xi_1 e^{-i\zeta})}{\cos \xi_1} \cdot \left[\frac{1 + e^{2i\sigma + 2\eta}}{1 + e^{2i\tau + 2\delta}} \right]^{-i\omega} \cdot e^{-2i\zeta} \cdot \frac{\sin(\zeta - \xi_1)}{\sin(\zeta - \xi_1 e^{-i\zeta})} \cdot \left[\frac{e^{2i\zeta} - e^{2i\sigma + 2\eta}}{e^{2i\zeta} - e^{2i\tau + 2\delta}} \right]^{i\omega}; \quad \text{tg } \xi_1 = k.$$

Die Parameter ω, η, δ nehmen nur reelle nichtnegative Werte an, die Parameter σ, τ nehmen nur reelle Werte aus dem Intervall $(-\pi/2; \pi/2)$ an und ε nimmt nur reelle nichtnegative Werte aus dem Intervall $(0; \pi)$ an.

Die Zweige der mehrdeutigen Funktionen werden in der Weise gewählt, dass für $\zeta = \pi/2$ $F(\zeta) = 1$ folgt.

Durch die obenerwähnten Einschränkungen in der Wahl der Parameter geschieht es, dass der Ausdruck (3,6) alle Singularitäten (mit Ausnahme einer wesentlichen Singularität im Unendlichen) in der unteren Halbebene der Ebene ζ hat und zwar die Verzweigungspunkte in den Punkten $\zeta = \sigma - i\eta + n\pi$ und $\zeta = \tau - i\delta + n\pi$ (n ist eine ganze Zahl) und einfache Pole in den Punkten $\zeta = \xi_1 \exp(-i\varepsilon) + n\pi$ (n ist eine ganze Zahl).

4. BERECHNUNG DER GEHÄUSEFORM

Die Form des Gehäuses wird durch Integration der Gleichung

$$(4,1) \quad \frac{dz}{d\zeta} = \frac{1}{F(\zeta)} \cdot \frac{d\Omega}{d\zeta}$$

berechnet.

Setzt man aus den Gleichungen (2,3) und (3,1) in die Gleichung (4,1) ein und schreibt man

$$\operatorname{tg} \zeta = \frac{1}{i} \cdot \frac{e^{2i\zeta} - 1}{e^{2i\zeta} + 1}$$

und

$$k = \operatorname{tg} \xi_1 = \frac{1}{i} \cdot \frac{e^{2i\xi_1} - 1}{e^{2i\xi_1} + 1},$$

so ergibt sich

$$(4,2) \quad \frac{dz}{d\zeta} = \frac{2i}{1 + e^{2i\xi_1 \exp(-i\varepsilon)}} \cdot \left[\frac{1 + e^{2i\sigma + 2\eta}}{1 + e^{2i\tau + 2\delta}} \right]^{i\omega} \cdot e^{2i\zeta} \cdot \left[\frac{e^{2i\zeta} - e^{2i\sigma + 2\eta}}{e^{2i\zeta} - e^{2i\tau + 2\delta}} \right]^{-i\omega} \cdot \left\{ 1 - \frac{1 + e^{2i\xi_1 \exp(-i\varepsilon)}}{1 + e^{2i\xi_1}} \right\}.$$

Die rechte Seite der Gleichung (4,2) hat offenbar die wesentliche Singularität für $\zeta = \infty$, die Verzweigungspunkte in den Punkten $\zeta = \sigma + n\pi - i\eta$, $\zeta = \tau + n\pi - i\delta$ und die Pole in den Punkten $\zeta = \pi/2 + n\pi$; n bedeutet eine ganze Zahl.

Nach der Durchführung der Transformation

$$(4,3) \quad e^{-s} = \frac{e^{2i\zeta} - e^{2i\sigma + 2\eta}}{e^{2i\zeta} - e^{2i\tau + 2\delta}}$$

bekommt man durch Integration der Gleichung (4,2) den Ausdruck

$$(4,4) \quad z = \frac{1}{1 + e^{2i\xi_1 \exp(-i\varepsilon)}} e^{-i\omega c} [e^{2i\tau+2\delta} - e^{2i\sigma+2\eta}] \cdot \left\{ -\frac{e^{i\omega s}}{1 - e^{-s}} + \left[i\omega + \frac{1 + e^{2i\xi_1 \exp(-i\varepsilon)}}{e^{2i\sigma+2\eta} - e^{2i\tau+2\delta}} \right] H(s) - \frac{1 + e^{2i\xi_1 \exp(-i\varepsilon)}}{e^{2i\sigma+2\eta} - e^{2i\tau+2\delta}} e^{i\omega c} H(s-c) \right\} + z_0,$$

wo

$$H(s) = \int_{\infty+i\infty}^s \frac{e^{i\omega s}}{1 - e^{-s}} ds = \frac{e^{i\omega s}}{i\omega} \mathcal{F}(1, -i\omega; 1 - i\omega; e^{-s});$$

$$c = \ln \frac{1 + e^{2\delta+2i\tau}}{1 + e^{2\eta+2i\sigma}};$$

$\mathcal{F}(1, -i\omega; 1 - i\omega; e^{-s})$ bedeutet die hypergeometrische Funktion; z_0 ist eine Integrationskonstante, die so gewählt wird, dass für $s = 2(\delta - \eta) + n\pi + 2i(\tau - \sigma)$ (n ganze Zahl) $z = 0$ folgt, da den Punkten $s = 2(\delta - \eta) + n\pi + 2i(\tau - \sigma)$ die Punkte mit $\text{Im } \zeta = \infty$ entsprechen. Der Zweig der mehrdeutigen Funktion s sowie der Zweig von c werden durch die Wahl von Zweigen der im Ausdruck für $F(\zeta)$ stehenden mehrdeutigen Funktionen bestimmt. Es soll also die Beziehung

$$(4,5) \quad \lim_{\zeta \rightarrow \pi/2} e^{i\omega c} \left\{ \frac{e^{2i\zeta} - e^{2i\sigma+2\eta}}{e^{2i\zeta} - e^{2i\tau+2\delta}} \right\}^{\omega} = 1$$

bestehen.

Die Punkte, für welche $s = 2n\pi i$, liegen ausserhalb des Spiralgehäuses und in diesen Punkten hat das erste Glied der rechten Seite der Gleichung (4,3) die Pole erster Ordnung. Die Funktion $H(s)$ hat die logarithmischen Singularitäten in den Punkten $s = 2n\pi i$.

Die Punkte $s = 2n\pi i + c$ entsprechen den Punkten $\zeta = (2n + 1)\pi/2$ (n ist eine ganze Zahl) und in diesen Punkten hat die rechte Seite der Gleichung (4,3) die logarithmischen Singularitäten. Den Punkten $s = 2n\pi i + c$ entsprechen in der Ebene z die Punkte mit einem positiven, unendlich grossen reellen Teil.

Die Frage, was für einen Wert jeder von sechs freien Parametern $\omega, \sigma, \eta, \delta, \tau, \varepsilon$ annehmen soll, ist eine ganz andere Aufgabe, deren Lösung anzugeben, war nicht das Ziel der vorliegenden Arbeit.

5. SCHLUSSWORT

In vorliegender Arbeit wird ein gewisses System der Formen von Spiralgehäusen für die rotierenden Strömungsmaschinen entwickelt; das System wurde solcherart gewählt, dass alle darin enthaltene Spiralgehäuseformen eine vollkommene Umströmung der Gehäusewände, praktisch ohne Ablösung, ergeben. Das System der Spi-

ralgehäuseformen reicht wahrscheinlich durch sein Formenreichtum völlig aus, damit eine Wahl geeigneter Gehäuseform für fast jeden in der Praxis vorkommenden Fall getroffen werden kann.

Literatur

- [1] S. Schreier: On the Flow in the Vaneless Diffuser of a Centrifugal Compressor; Transactions of the ASME, Journ. of App. Mech., December 1962.
[2] N. Athanasiades: Potential Flow through Spiral Casings; Technische Hochschule Zürich, Verlag Lehman, 1961.

Souhrn

ROVINNÉ POTENCIÁLNÍ PROUDĚNÍ VE SPIRÁLNÍ SKŘÍŇI ODSTŘEDIVÝCH LOPATKOVÝCH STROJŮ

MILOŠ RŮŽIČKA

V práci je použito metody konformního zobrazení na řešení průtoku nestlačitelné tekutiny spirální skříní odstředivých lopatkových strojů. Je řešena úloha nalézt tvar spirální skříně, jestliže je předepsán průběh rychlosti na povrchu stěn difusoru. Při výpočtu je lopatkové kolo nahrazeno vírem a zdrojem.

Za rychlost na povrchu obtékanych stěn je volena „modifikovaná schodovitá funkce se dvěma skoky“; tato volba umožňuje vyjádřit tvar skříně pomocí funkce

$$H(s) = \int_{\infty + i\infty}^s \frac{e^{i\omega s}}{1 - e^{-s}} ds = \frac{e^{i\omega s}}{i\omega} \mathcal{F}(1, -i\omega; 1 - i\omega; e^{-s})$$

kde $\mathcal{F}(1, -i\omega; 1 - i\omega; e^{-s})$ značí hypergeometrickou funkci. System tvarů spirálních skříní obsahuje šest parametrů, jejichž volbou můžeme měnit rozevření skříně.

Резюме

ПЛОСКОСТНОЕ ПОТЕНЦИАЛЬНОЕ ТЕЧЕНИЕ В СПИРАЛЬНОМ КОРПУСЕ ЦЕНТРОБЕЖНЫХ ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН

МИЛОШ РУЖИЧКА (MILOŠ RŮŽIČKA)

В работе использовано конформное отображение для решения протекания плоскостного потенциального потока несжимаемой жидкости через спиральный корпус центробежных лопаточных машин. С помощью такого подхода решена

следующая задача: Пусть задан характер распределения скорости по стенкам спирального диффузора; надо определить форму обтекаемой стенки. Рабочее колесо при расчете заменено комплексным источником (вихрем и источником).

Пологаем, что характер изменения скорости имеет вид „ступенчатой“ функции с двумя скачками; такой выбор дает возможность выразить форму спиральной камеры при помощи трансцендентной функции

$$H(s) = \int_{\infty + i\infty}^s \frac{e^{i\omega s}}{1 - e^{-s}} ds = \frac{e^{i\omega s}}{i\omega} \mathcal{F}(1, -i\omega; 1 - i\omega; e^{-s})$$

комплексной переменной s .

Система формы спиральных камер содержит в себе шесть параметров, а их выбором можем изменять раскрытие спиральной камеры.

Anschrift des Autors: Dr. Miloš Růžička, Státní výzkumný ústav pro stavbu strojů, Husova 8, Praha 1.