UDK 532.517.6

Prenos snovi pri stacionarnem in pulzirajočem toku v cevi

MATIJA TUMA

UVOD

Znano je, da se prenos snovi ali toplote zaradi pulzacije poveča; to tudi praktično uporabljamo v procesni tehniki, na primer pri izmenjevalcih toplote pri batnih strojih ali pri pulzacijskih ekstrakcijskih kolonah. Kljub temu pa je ta pojav — posebno v turbulentnem področju — fizikalno le malo raziskan. Včasih naletimo v literaturi celo na nasprotujoče si rezultate.

V naslednjem bodo prikazani nekateri rezultati raziskovanja prenosa snovi v laminarnem in turbulentnem področju, in sicer pri stacionarnem in pulzirajočem toku v gladki cevi. Pri vseh raziskavah je bil hitrostni mejni profil toka polno izoblikovan. Meritve so bile izvedene z elektrokemično metodo, ki je bila razvita na Inštitutu za procesno in hladilno tehniko Zvezne tehnične visoke šole (ETH) v Zürichu. S to metodo je namreč mogoče običajno zelo težko merljivo snovno prenosnost določiti z meritvijo električnega toka.

SEZNAM SIMBOLOV

Simboli

C	koncentracija ionov v elektrolitu v jedru toka	kmol/m³
c	koncentracija ionov v elektrolitu v mejni plasti	kmol/m³
c_p	specifična toplota pri konstantnem tlaku	J/(kg K)
D	difuzijski koeficient	m²/s
d	premer cevi	m
E	električna napetost	V
F	Faradayeva konstanta = $= 9{,}65 \cdot 10^7$	A s/kg
i	gostota električnega toka	A/m²
L	razdalja od začetka prenosa snovi do konca elektrode	m
l	dolžina merilne elektrode v smeri toka	m
n	eksponentno število	—
n	gostota molskega toka	kmol/(m² s)
o	eksponentno število	—
t	čas	s
U	povprečna hitrost toka vzporedno s steno cevi	m/s
v	hitrost toka v mejni plati pravokotno na steno cevi	m/s
v_M	potovalna hitrost opazovanega iona, ki jo doseže v električnem polju 1 V/m	m/s
y	koordinata pravokotno na steno cevi	m
z	valenca elektrolitne reakcije	kg/kmol
α	toplotna prenosnost	W/(m² K)
β	snovna prenosnost	m/s
η	dinamična viskoznost	kg/(m s)
λ	toplotna prevodnost	W/(m K)
ν	kinematična viskoznost	m²/s
π	= 3,14159	—
Φ	funkcija	—
φ	električni potencial v elektrolitu	V
ω	kotna hitrost	rad/s

Brezdimenzijska števila

f	koeficient odpora v cevi
$Nu = \frac{\alpha d}{\lambda}$	Nusseltovo število
$Pr = \frac{\eta c_p}{\lambda}$	Prandtlovo število
$Re = \frac{d U}{\nu}$	Reynoldsovo število
$Sc = \frac{\nu}{D}$	Schmidtovo število
$Sh = \frac{\beta d}{D}$	Sherwoodovo število
$Sk = \frac{d^2}{\nu t_0}$	Stokesovo število

Indeksi

D	difuzija
Fi	kalijev fericianid
Fo	kalijev ferocianid
G	mejni tok
K	konvekcija
M	migracija
0	oscilacija
(0 → L)	vhodno področje cevi
P	pulzacija
S	stacionarno
W	stena
∞	koncentracijska mejna plast izoblikovana
—	časovno povprečje (0 ... 2π)

ELEKTROKEMIČNA MERILNA METODA

Mehanizem prenosa snovi

Če potopimo v elektrolit dve kovinski elektrodi in jih povežemo z virom električne napetosti, začne na ione delovati sila, ki povzroča, da se začno ti ioni premikati s konstantno hitrostjo proti anodi in katodi in prevzemajo s tem prenos električnega toka.

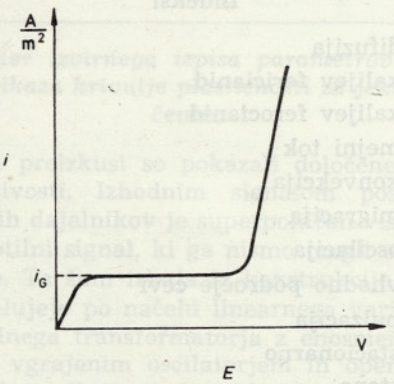
Gostoto molskega toka ionov neke vrste v smeri y, pravokotno na površino elektrode, je mogoče izraziti z naslednjo enačbo [32]:

$$n^* = n_K^* + n_D^* + n_M^* = c\,v - D\frac{dc}{dy} - v_M\,c\frac{d\varphi}{dy} \qquad (1)$$

V splošnem se torej prenaša snov v nekem gibajočem se elektrolitu zaradi konvekcije, difuzije in migracije. Če se posreči izločiti migracijo, to je prenos snovi zaradi delovanja električnega polja, je mogoče prenos ionov pri elektrolizi primerjati s prenosom snovi v sistemu trdno — tekoče.

Migracijo $\left(\frac{d\varphi}{dy} = 0\right)$ je mogoče izločiti, če dodamo osnovnemu elektrolitu (tkim. merilnemu elektrolitu), ki reagira na elektrodah, v veliki količini še drugi elektrolit (tkim. prevodni elektrolit), ki ima veliko ionsko prevodnost [16]. Ker so pri prenosu električnega toka soudeležene sorazmerno vse vrste ionov, prevzame zaradi svoje visoke koncentracije prenos električnega toka skoro izključno drugi, prevodni elektrolit.

Zaradi dodatka prevodnega elektrolita je torej mogoče migracijo zanemariti, padec napetosti v elektrolitu je postal praktično enak ničli. Samo v neposredni bližini elektrod imamo opravek s tim. elektrolitično dvojno plastjo; ta je pa več ko 1000-krat tanjša od laminarne koncentracijske mejne plasti [33], ki je odločujoča za prenos snovi. Zaradi tega prehajajo ioni merilnega elektrolita iz notranjosti elektrolitne raztopine do elektrolitne dvojne plasti samo zaradi konvekcije in difuzije. Transport merilnega elektrolita lahko v tem primeru obravnavamo podobno kakor sicer prenos snovi v procesni tehniki [7].



Sl. 1. *Gostota električnega toka v odvisnosti od električne napetosti*

Odvisnost gostote električnega toka i (A/m²) od električne napetosti E (V) kaže shematično slika 1.

Pri nizki napetosti se najprej začno odlagati na elektrodah ioni merilnega elektrolita, kajti prevodni elektrolit mora biti tako izbran, da napetost za odlaganje ionov prevodnega elektrolita še ne zadostuje. Pri zvišanju napetosti počasi pada koncentracija ionov merilnega elektrolita, ki reagira na elektrodah. Gostota električnega toka se lahko povečuje samo tako dolgo, dokler ne doseže koncentracija merilnega elektrolita na površini elektrode vrednosti nič. Gostota električnega toka je namreč omejena s številom ionov, ki sploh lahko dosežejo površino elektrode. Vsako nadaljnje povečevanje napetosti ne more vzpodbuditi več ionov merilnega elektrolita, da bi reagirali, kakor pa jih je na voljo. Hitrost kemične reakcije je torej precej večja od potovalne hitrosti ionov iz notranjosti elektrolita do površine elektrode. S tem postane transport ionov zaradi konvekcije in difuzije odločilen za prenos snovi.

Tok, pri katerem je koncentracija ionov merilnega elektrolita na površini elektrode enaka nič, se imenuje mejni tok i_G. To je delovno področje elektrokemične metode, pri čemer je merilna elektroda katoda.

Šele potem, ko električno napetost nadalje povečujemo, začno reagirati tudi ioni prevodnega elektrolita, kar kaže na diagramu narisana krivulja, ki doseže naslednji, višji plato.

Če povežemo Faradayev zakon

$$n^* = \frac{i}{z\,F} \qquad (2)$$

in prvi Fickov zakon za steno (vpliv konvekcije in difuzije)

$$n^* = \beta\,(C - c_W) \qquad (3)$$

dobimo osnovno enačbo za meritve koeficienta prenosa snovi

$$\beta = \frac{i}{z\,F\,(C - c_W)} \qquad (4)$$

Če je izpolnjen pogoj mejnega toka ($i_G \to c_W \approx \approx 0$), se enačba (4) poenostavi

$$\beta = \frac{i_G}{z\,F\,C} \qquad (5)$$

Pri dani kemični reakciji in dani površini elektrode je koeficient prenosa snovi odvisen samo še od gostote mejnega toka i_G in od koncentracije ionov merilnega elektrolita C. To koncentracijo je mogoče preprosto izmeriti, npr. s titracijo.

Za tu opisane meritve koeficienta prenosa snovi je bila izbrana redoksna dvojica kalijev fericianid in kalijev ferocianid kot merilni elektrolit in natrijev lug kot prevodni elektrolit:

$K_3Fe(CN)_6$ C_{Fi} = 0,025 kmol/m³
$K_4Fe(CN)_6 . 3\,H_2O$ C_{Fo} = 0,025 kmol/m³
NaOH C_{NaOH} = 2,0 kmol/m³ → Sc = 2769
5,0 kmol/m³ → Sc = 11190

S to redoksno dvojico je mogoče doseči števila-Sc med 450 in 31 000. Pri tem se spreminja koncentracija prevodnega elektrolita (NaOH ali KOH) med 0,5 in 7,0 kmol/m³, merilna temperatura pa med 5 in 50 °C. Majhna koncentracija merilnega elektrolita na spremembe števila-Sc nima nobenega vpliva [1], [13], [20].

Uporabnost merilne metode

Bistveno za elektrokemično merilno metodo je, da omogoča zelo natančen študij prenosa snovi v tekočinah. Njene glavne prednosti so:

— Snovno prenosnost je mogoče določiti preprosto in brez snovne bilance. Natančnost je v mejah ± 1,5 %.

— Mejni električni tok in s tem snovno prenosnost lahko merimo zvezno v odvisnosti od časa. S primernim merilnim instrumentom je ta mejni tok mogoče zapisati.

— S preudarno razporeditvijo elektrod je mogoče meriti srednje in lokalne vrednosti. To velja za stacionarne in za nestacionarne tokove [24], [25].

— Spremembo mejnega toka je mogoče zaznati tudi pri zelo velikih frekvencah (do 1000 Hz). Zato je mogoče s to merilno metodo preučevati turbulenco in druge transientne pojave na steni [4], [7], [26].

— Z analogijo med prenosom toplote in prenosom snovi smemo rezultate uporabljati za visoka števila Pr. Meritve pri visokih številih Pr (to je pri veliki viskoznosti), ki so napravljene z drugimi merilnimi postopki, so zaradi toplote, ki se razvija pri disipaciji, večinoma nezanesljive. Z elektrokemično metodo se izognemo tej težavi s tem, da sicer merimo pri visokih številih Sc, število Pr pa ostane nizko ($Pr \approx 10$).

— Koncentracijska mejna plast je v primerjavi s hitrostno mejno plastjo zelo tanka, zato je s to metodo mogoče meriti poleg snovne prenosnosti tudi hitrostni profil, strižne napetosti in difuzijski koeficient [21], [27].

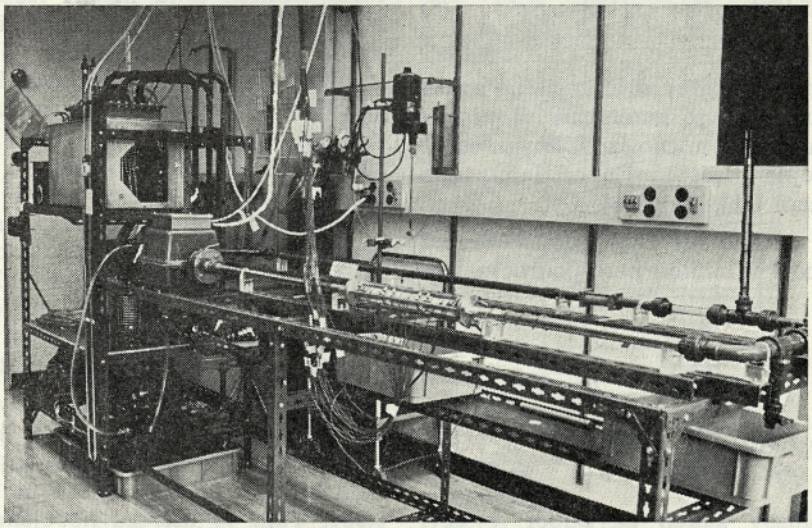
Osnove elektrokemične metode so zbrane v [14], uporabnost metode je opisana v [11], [22].

MERILNA NAPRAVA

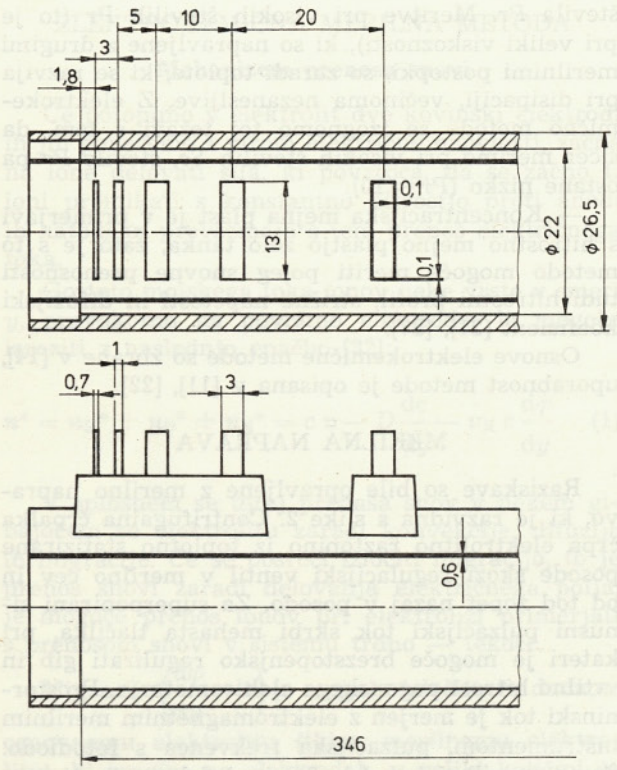
Raziskave so bile opravljene z merilno napravo, ki je razvidna s slike 2. Centrifugalna črpalka črpa elektrolitno raztopino iz toplotno statizirane posode skozi regulacijski ventil v merilno cev in od tod zopet nazaj v posodo. Za superponirani sinusni pulzacijski tok skrbi mehasta tlačilka, pri kateri je mogoče brezstopenjsko regulirati gib in vrtilno hitrost pogonskega elektromotorja. Prostorninski tok je merjen z elektromagnetnim merilnim inštrumentom, pulzacijska frekvenca s fotodiodo. Sama merilna cev (sl. 3), je izdelana iz čistega niklja, v vzdolžni in prečni smeri razdeljena na več elektrod, ki so med seboj električno izolirane z aralditom.

Preizkusi so bili opravljeni v naslednjem področju:

Re_S = 100 ... 51 250
Re_O = 0 ... 42 800
Sk = 18,7 ... 606 (0,069 ... 1,74 s⁻¹)
Sc = 2769 ... 11 190
$\frac{L}{d}$ = 0,032 ... 15,7



Sl. 2. *Merilna naprava*



Sl. 3. *Merilna cev*

STACIONARNI TOK V CEVI

Prenos snovi na vhodu v cev pri laminarnem in turbulentnem toku

Elektrode so bile na merilni cevi razporejene tako, da so dopuščale merjenje prenosa snovi ne samo v cevi, ampak tudi na samem vhodu v cev po enačbi

$$Sh_{S(0\to L)} = 0{,}8075\left(\frac{d}{L}\right)^{1/3} . Re_S^{2/3} . \left(\frac{f_S}{2}\right)^{1/3} . Sc^{1/3} \qquad (6)$$

Enačba je teoretična rešitev diferencialne enačbe, ki velja za primer, če je laminarni ali turbulentni tok v cevi hidrodinamično izoblikovan in je koncentracijska mejna plast tanjša od laminarne hitrostne mejne plasti [15], [19], [28].

Če vstavimo v enačbo (6) Hagen-Poiseuillejev zakon za odpor v cevi v laminarnem področju, dobimo [15]

$$\frac{f_S}{2} = \frac{8}{Re_S} \qquad (7)$$

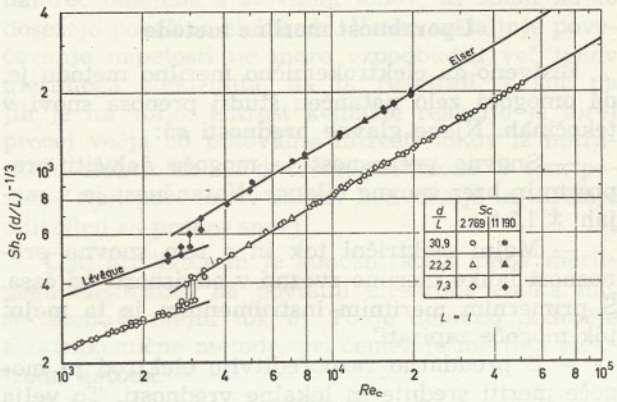
$$Sh_{S(0\to L)} = 1{,}615\left(\frac{d}{L}\right)^{1/3} . Re_S^{1/3} . Sc^{1/3} \qquad (8)$$

Empirični Blasiusov zakon za odpor v cevi v turbulentnem področju da naslednjo rešitev [5]

$$\frac{f_S}{2} = \frac{0{,}03955}{Re_S^{1/4}} \qquad (9)$$

$$Sh_{S(0\to L)} = 0{,}275\left(\frac{d}{L}\right) . Re_S^{7/12} . Sc^{1/3} \qquad (10)$$

Meritveni rezultati (sl. 4) potrjujejo natančnost elektrokemične metode. Rezultati se pri $Sc = 2769$, razlikujejo od teoretičnih vrednosti za $\pm$ 1,5 %, pri $Sc = 11\,190$ pa je natančnost nekoliko manjša. Vse meritve so bile opravljene z različnimi elektrodami v različnih dneh. To velja za vse meritve, opisane v nadaljevanju.

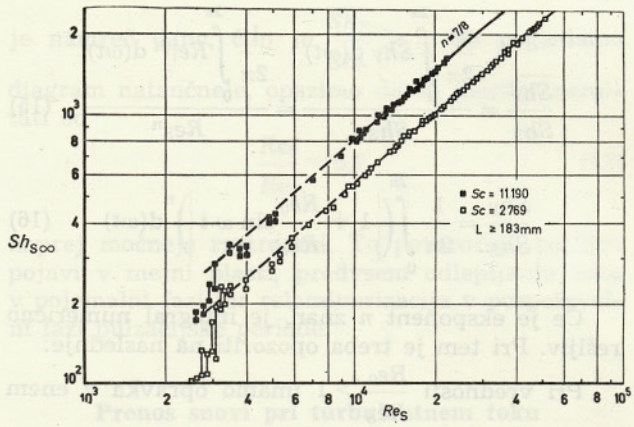


Sl. 4. *Število Sh za stacionarni tok na začetku cevi*

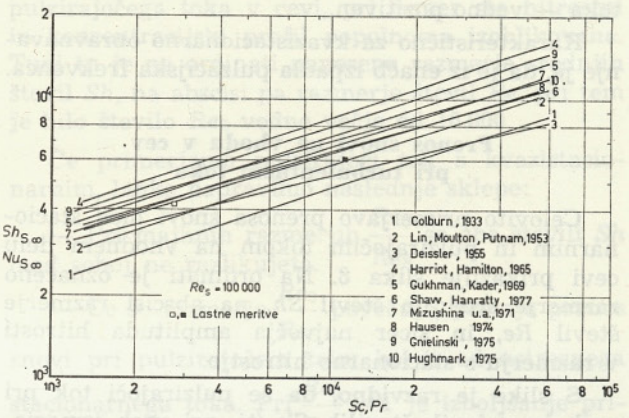
Prenos snovi v cevi pri turbulentnem toku

Čista analitična rešitev prenosa snovi v cevi pri turbulentnem toku in pri izoblikovanem hitrostnem in koncentracijskem profilu do sedaj še ni znana. Za preprost primer Newtonske tekočine imamo na voljo veliko modelov, s katerimi je problem rešljiv, vendar se rešitve pri visokih številih *Sc* med seboj precej razlikujejo. Pri visokih številih *Sc* je koncentracijska mejna plast zelo tanka, zato leži celotni odpor pri prenosu snovi v tanki plasti neposredno ob steni cevi. Zato je pomembno, koliko je turbulenca v tem področju soudeležena pri prenosu snovi. Kaže, da se prenos snovi v turbulentnem toku (pri čemer sta hitrostna in koncentracijska mejna plast popolnoma izoblikovani) ne da opisati s preprosto potenčno enačbo.

Lastne meritve so pokazale, da je eksponent števila *Re* pri vseh merjenih številih *Sc* 7/8, kar je v skladu z veliko večino tujih meritev. Eksponent števila *Sc* je med 1/4 in 1/3, natančneje pri 0,264. Tudi to ustreza novejšim ugotovitvam, pri katerih je omenjeni eksponent 0,3 ali manjši.



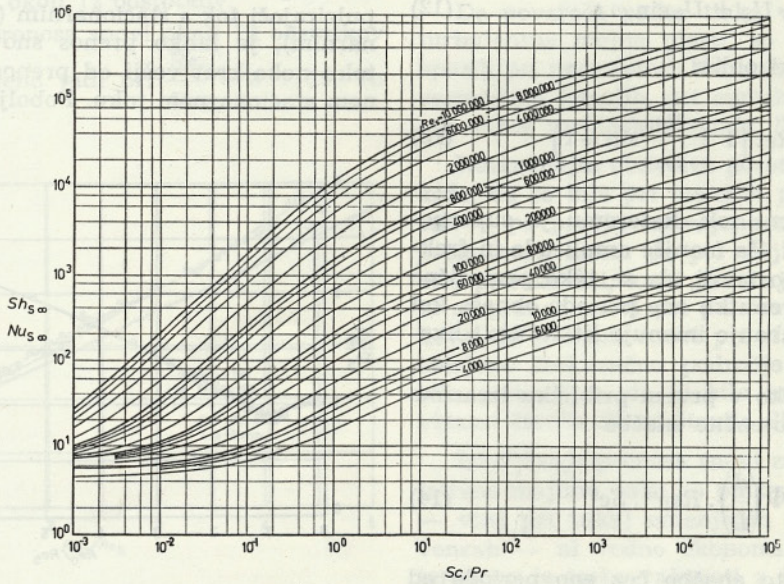
Sl. 5. *Število Sh za stacionarni turbulentni tok v cevi*



Sl. 6. *Število Sh za stacionarni turbulentni tok v cevi v odvisnosti od števila Sc. Literatura: glej tab. 1*

Tab. 1. *Nekatere enačbe za prenos snovi pri stacionarnem turbulentnem toku v cevi*

	Avtor	Enačba
1	Colburn [3, S. 401], 1933	$Sh_{S\infty} = \frac{f_1}{2} \cdot Re_S \cdot Sc^{1/3}$ $\quad Re_S > 10\,000$
2	Lin, Moulton, Putnam, [17], 1953	$Sh_{S\infty} = 0{,}0570 \cdot (\frac{f_1}{2})^{1/2} \cdot Re_S \cdot Sc^{1/3}$ $\quad 320 < Sc < 3\,200$
3	Deissler [3, S. 403] 1955	$Sh_{S\infty} = 0{,}112 \cdot (\frac{f_1}{2})^{1/2} \cdot Re_S \cdot Sc^{1/4}$ $\quad Sc > 200$
4	Harriot, Hamilton [9], 1965	$Sh_{S\infty} = 0{,}0096 \cdot Re_S^{0.913} \cdot Sc^{0.346}$ $\quad 430 < Sc < 100\,000$
5	Gukhman, Kader [8], 1969	$Sh_{S\infty} = 0{,}0188 \cdot Re_S^{0.845} \cdot Sc^{0.341}$ $\quad 4000 < Re_S < 350\,000$ $\quad 500 < Sc < 1\,000\,000$
6	Shaw, Hanratty [31], 1977	$Sh_{S\infty} = 0{,}0889 \cdot (\frac{f_1}{2})^{1/2} \cdot Re_S \cdot Sc^{0.296}$ $\quad 700 < Sc < 37\,200$
7	Mizushina, Ogino, Oka, Furuka [23], 71	$Sh_{S\infty} = 0{,}827 \cdot A^{1/3} \cdot (\frac{f_1}{2})^{1/2} \cdot Re_S \cdot Sc^{1/3}$, $A = f(Re_S)$ $\quad Re_S > 5000$ $\quad Sc > 1000$
8	Hausen [10], 1974	$Sh_{S\infty} = 0{,}0235 \cdot (Re_S^{0.8} - 230) \cdot (1{,}8 \cdot Sc^{0.3} - 0{,}8) \cdot \left[1 + (\frac{d}{L})^{2/3}\right] \cdot \left[\frac{Sc}{Sc_W}\right]^{0.14}$ $\quad Re_S > 2\,300$ $\quad 0{,}7 < Sc < 1\,000$
9	Gnielinski [6] 1975	$Sh_{S\infty} = \frac{f_S \cdot (Re_S - 1000) \cdot Sc}{1 + 12{,}7 \cdot f_S^{1/2} \cdot (Sc^{2/3} - 1)} \cdot \left[1 + (\frac{d}{L})^{2/3}\right] \cdot \left[\frac{Sc}{Sc_W}\right]^{0.11}$ $\quad f_S = \frac{1}{8} \cdot (1{,}82 \cdot \log Re_S - 1{,}64)^{-2}$ $\quad 2\,300 < Re_S < 1\,000\,000$ $\quad 0{,}6 < Sc < 2\,000$
10	Hughmark [12], 1975	$Sh_{S\infty} = \left[\frac{1}{(f_1/2)^{1/2} \cdot Re_S \cdot (0{,}625 + 0{,}062 \cdot Sc^{1/3})} + \frac{1}{(f_1/2)^{1/2} \cdot Re_S \cdot (5^{1/3} + 0{,}0615 \cdot Sc^{1/2})} + \frac{1}{\frac{7{,}16 \cdot (f_1/2)^{1/2} \cdot Re_S}{(f_1/2)^{1/2} \cdot Re_S - 69{,}2} + 2 \cdot (f_1/2)^{1/2} \cdot Re_S \cdot Sc}\right]^{-1}$ $\quad 0{,}02 < Sc < 100\,000$
11	Berger, Hau [2], 1977	$Sh_{S\infty} = 0{,}0165 \cdot Re_S^{0.86} \cdot Sc^{0.33}$ $\quad 8000 < Re_S < 200\,000$ $\quad 1000 < Sc < 6000$



Sl. 7. *Pregledni diagram za določanje števila Sh- ali Nu za stacionarni turbulentni tok v cevi*

Lastne meritve pri visokih številih *Sc* so pokazale naslednjo sliko

$$Sh_{S\infty} = 0{,}0218\, Re_S^{7/8} \,.\, Sc^{0{,}264} \qquad (11)$$

Vsekakor je treba pri tem omeniti, da je bil eksponent pri številu *Sc* dobljen samo s pomočjo dveh različnih števil *Sc* (sl. 5).

Primerjavo z nekaterimi pomembnejšimi enačbami iz novejše in starejše literature podajata slika 6 in tabela 1. Število *Sh* za stacionarni turbulentni tok v cevi je prikazano pri $Re_S = 100\,000$.

Pri majhnih številih *Sc* se ujemajo vse naštete enačbe, pri visokih številih *Sc* pa je očitna razlika tudi pri najnovejših meritvah. Enačbe so bile dobljene z različnimi merilnimi metodami, pri tem pa meritve pri visokih številih *Pr* zaradi disipacije niso vedno zanesljive.

Lastne meritve se prilagajajo najbolje novi enačbi, ki jo je postavil Hausen (eksponent števila *Sc* 0,3), in enačbi, ki sta jo postavila Shaw in Hanratty (eksponent števila *Sc* 0,296).

Numerično izvrednotena je bila enačba po Hughmarku; rezultat prikazuje slika 7. Omenjena slika je lahko odličen pregledni diagram za določanje medsebojnega razmerja med *Re*, *Sc*(*Pr*) in *Sh*(*Nu*).

PULZIRAJOČI TOK V CEVI

Primerjava med stacionarnim in pulzirajočim tokom

Iz primerjave med stacionarnim in pulzirajočim tokom je mogoče ugotoviti naslednje:

Trenutna hitrost toka, merjena čez celotni prerez cevi, je

$$U_P = U_S + U_0 \sin \omega t \qquad (12)$$

V brezdimenzijski obliki

$$Re_P = Re_S \left(1 + \frac{Re_0}{Re_S} \sin \omega t\right) \qquad (13)$$

Gre za stacionarni tok, kateremu je superponiran pulzirajoči tok. Za manjše amplitude in frekvence se sme predpostaviti, da se tako periodično gibanje v vsakem trenutku ene periode obnaša kot stacionarno. Tako gibanje imenuje literatura »kvazistacionarno gibanje«.

Prenos snovi lahko v prvem približku izrazimo z brezdimenzijsko potenčno enačbo

$$Sh_P = \Phi\left(\frac{d}{L}\right) . Re_P^n . Sc^0 \qquad (14)$$

Če integriramo to enačbo čez eno periodo od 0 do 2π in to primerjamo z ustrezno enačbo na enak stacionarni tok v cevi, dobimo [18], [30]:

$$\frac{\overline{Sh_P}}{Sh_S} = \frac{\dfrac{1}{2\pi}\displaystyle\int_0^{2\pi} Sh_P \, d(\omega t)}{Sh_S} = \frac{\dfrac{1}{2\pi}\displaystyle\int_0^{2\pi} Re_P^n \, d(\omega t)}{Re_S^n} \qquad (15)$$

$$\frac{\overline{Sh_P}}{Sh_S} = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} \left(\left|1 + \frac{Re_0}{Re_S} \sin \omega t\right|\right)^n d(\omega t) \qquad (16)$$

Če je eksponent *n* znan, je integral numerično rešljiv. Pri tem je treba opozoriti na naslednje:

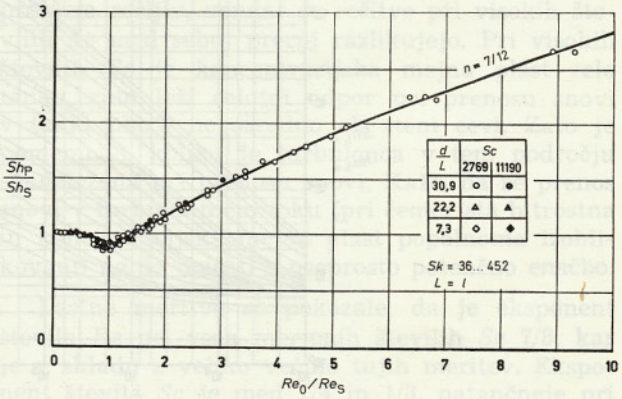
Pri vrednosti $\dfrac{Re_0}{Re_S} > 1$ imamo opravka v enem delu periode z negativnimi hitrostmi. Pri integriranju je treba vedno vzeti absolutno vrednost, kajti prenos snovi je — ne glede na predznak hitrosti toka — vedno pozitiven.

Karakteristično za kvazistacionarno obravnavanje je, da je iz enačb izpadla pulzacijska frekvenca.

Prenos snovi na vhodu v cev pri turbulentnem toku

Celovito primerjavo prenosa snovi med stacionarnim in pulzirajočim tokom na vhodnem delu cevi prikazuje slika 8. Na ordinati je označeno razmerje srednjih števil *Sh*, na abscisi razmerje števil *Re*, in sicer največja amplituda hitrosti v razmerju s stacionarno hitrostjo.

S slike je razvidno, da se pulzirajoči tok pri vseh izmerjenih številih *Sk* (tj. pri vseh izmerjenih frekvencah) obnaša kvazistacionarno. Z drugimi besedami: bolj ali manj močna pulzacija ne prinaša v primerjavi s kvazistacionarnim tokom nobenega izboljšanja prenosa snovi. Če primerjamo pulzirajoči tok s stacionarnim (ne pa s kvazistacionarnim), je lahko prenos snovi pri pulzirajočem toku nekajkrat večji od prenosa snovi pri ustreznem stacionarnem toku. Poboljšanje prenosa snovi



Sl. 8. *Primerjava števil Sh za stacionarni in pulzirajoči turbulentni tok na začetku cevi*

je namreč dano, čim je $\frac{\overline{Sh_P}}{Sh_S} > 1$. Če pogledamo diagram natančneje, opazimo da so merilni rezultati od

$$\frac{Re_0}{Re_S} \approx 0{,}7 \qquad (17)$$

naprej močneje raztreseni. To povzročajo različni pojavi v mejni plasti, predvsem odlepljanje toka v pojemalni fazi ter relaminarizacija v pospeševalni fazi pulzacijske periode.

Prenos snovi pri turbulentnem toku

Obseg meritev, ki je pomemben za prakso, prikazuje slika 9. Gre za primerjavo stacionarnega in pulzirajočega toka v cevi, pri čemer sta hitrostni in koncentracijski profil popolnoma izoblikovana. Tudi tu je na ordinati naneseno razmerje srednjih števil *Sh*, na abscisi pa razmerje števil *Re*, pri tem je bilo število Re_S vedno večje od 10 000.

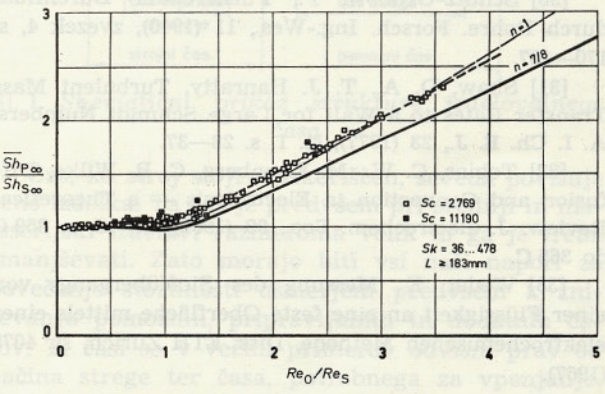
Če primerjamo pulzirajoči tok s kvazistacionarnim, lahko napravimo naslednje sklepe:

— Pri majhnih razmerjih $\frac{Re_0}{Re_S}$ se obe števili *Sh* med seboj ne razlikujeta.

— Če se razmerje $\frac{Re_0}{Re_S}$ povečuje, postaja prenos snovi pri pulzirajočem toku boljši od ustreznega stacionarnega toka. Pri $\frac{Re_0}{Re_S} \approx 1$ je izboljšanje približno 10 odstotkov.

— Če postanejo amplitude hitrosti večje od stacionarne hitrosti toka v cevi, ostane izboljšanje prenosa snovi skoraj konstantno in doseže v izmerjenem območju okoli 12 odstotkov.

— Izboljšanje prenosa snovi okoli 12 odstotkov ostane neizpremenjeno tudi pri $\frac{Re_0}{Re_S} = 4 \ldots 10$. To



Sl. 9. *Primerjava števil Sh za stacionarni in pulzirajoči turbulentni tok v cevi*

potrjujejo maloštevilne meritve, ki so bile opravljene v tem področju in v diagramu niso označene. Zaradi tega na sliki 9 označenih rezultatov ni mogoče ponazoriti s krivuljo z eksponentom $n = 1$.

Če primerjamo pulzirajoči tok s stacionarnim (in ne s kvazistacionarnim), doseže prenos snovi na primer pri vrednosti $\frac{Re_0}{Re_S} \approx 3$ približno dvojno vrednost: $\frac{Sh_{P\infty}}{Sh_{S\infty}} \approx 2$.

Izboljšanje prenosa snovi za okoli 12 odstotkov v primerjavi z ustreznim kvazistacionarnim tokom je posledica naslednjih fizikalnih pojavov.

Vsako pospeševalno fazo pulzacije periode imamo lahko za nov začetek cevi, kjer mejna plast še ni popolnoma izoblikovana. Čim tanjša je mejna plast, tem boljši je prenos snovi. V začetku pojemalne faze vsake pulzacijske periode se odlušči mejna plast od stene cevi — podobno kakor v močnem divergentnem kanalu. Odluščitev mejne plasti pomeni povečan impulz navpično na steno in s tem boljši prenos snovi.

Zaradi teh dveh fizikalnih pojavov mora biti prenos snovi pri pulzaciji boljši.

Temu nasproti pa imamo pri pospeševalni fazi opravka s t. i. relaminizacijo turbulentne mejne plasti kot posledico padca tlaka v cevi. Čim večje je razmerje $\frac{Re_0}{Re_S}$, to se pravi, čim večja je amplituda hitrosti, tem močnejša je relaminizacija in tem slabši prenos snovi.

Kaže, da je ta fizikalni pojav pri velikih amplitudah tako močan, da je izboljševanje prenosa snovi vedno bolj ovirano in da v skupnem učinku ne doseže več ko 12 odstotkov.

Da povzroča padec tlaka v cevi relaminizacijo turbulentne mejne plasti, so raziskovalci najprej opazili pri nadzvočnih tokovih, pozneje tudi v konvergentnih kanalih, pri curkih skozi šobe in tokovih okrog turbinskih lopatic [29].

Natančnejša obdelava posameznih merilnih točk kaže, da so bile pri manjših pulzacijskih frekvencah v povprečju izmerjene malo manjše snovne prenosnosti kakor pa pri višjih frekvencah. To je bilo pričakovati, kajti pri majhnih frekvencah naj bi se prenos snovi pri pulzirajočem toku ne razlikoval od prenosa snovi pri stacionarnem toku. Izmerjeno frekvenčno področje ($Sk = 36 \ldots 478$) je bilo premajhno, da bi bilo mogoče opredeliti odvisnost števila *Sh* od števila *Sk*.

Izboljšanje prenosa snovi za 12 odstotkov je relativno majhno, tako da pulzirajoči turbulentni tok — vsaj pri tukaj omenjenih amplitudah in frekvencah — ni vedno ekonomsko upravičen. Kljub temu pa je treba računati z izboljšanjem prenosa snovi ali toplote pri pulzaciji, npr. če je treba pri majhnih pretočnih količinah ali pri majhni izme-

njevalni površini računati z močnim prenosom snovi ali toplote. Nadalje je znana izboljšava prenosa snovi pri telesih v toku, npr. pri pulzacijskih ekstrakcijskih kolonah. Verjetno v tem primeru padec tlaka ni tako očiten in s tem v zvezi ne pride do tako močne relaminizacije. Razen tega pa povzroča pulzacija v kolonah manjše kapljice in s tem večjo izmenjevalno površino.

LITERATURA

[1] Arvia, A. J., S. L. Marchiano, J. J. Podesta, The Diffusion of Ferrocyanide and Ferricyanide Ions in Aqueous Solutions of Potassium Hydroxide. Electrochimica Acta, 12 (1967), s. 259—266.

[2] Berger, F. P., K.-F. F.-L. Hau, Mass Transfer in Turbulent Pipe Flow Measured by the Electrochemical Method. Int. J. Heat Mass Transfer, 20 (1977), s. 1185—1194.

[3] Bird, R. B., W. E. Stewart, E. N. Lightfoot, Transport Phenomena. (Wiley Internat. Ed., New York 1960.)

[4] Bode, H., Wärme- und Stoffübergang in der Umgebung wachsender Dampfblasen. Diss. ETH Zürich, št. 4752 (1971).

[5] Elser, K., Der Wärmeübergang in der thermischen Anlaufstrecke bei hydrodynamisch ausgebildeter turbulenter Zuströmung im Rohr. Schweiz. Arch. angew. Wiss. Techn., 15 (1949), št. 12, s. 359—364.

[6] Gnielinski, V., Neue Gleichungen für den Wärme- und den Stoffübergang in turbulent durchströmten Rohren und Kanälen. Forsch. Ing.-Wes., 41 (1975), št. 1, s. 8—16.

[7] Grassmann, P., N. Ibl, J. Trüb, Elektrochemische Messung von Stoffübergangszahlen. Chemie-Ing.-Techn., 33 (1961), št. 8, s. 529—533.

[8] Gukhman, A. A., B. A. Kader, Mass Transfer from Tube Walls to Turbulent Liquid Streams at High Schmidt-Numbers. Theoret. Found. chem. Engng., 3 (1969), št. 2, s. 178—184.

[9] Harriot, P., R. M. Hamilton, Solid-Liquid Mass Transfer in Turbulent Pipe Flow. Chem. Engng. Sci., 20 (1965), s. 1073—1078.

[10] Hausen, H., Erweiterte Gleichung für den Wärmeübergang in Rohren bei turbulenter Strömung. Wärme Stoffübertr., 7 (1974), št. 4, s. 222—225.

[11] Heitz, E., G. Kreysa, Grundlagen der Technischen Elektrochemie. (Verlag Chemie, Weinheim/New York 1977).

[12] Hughmark, G. A., Heat, Mass, and Momentum Transfer with Turbulent Flow in Smooth and Rough Pipe. A. I. Ch. E. J., 21 (1975), št. 5, s. 1033—1035.

[13] Jenkins, J. D., N. V. Mackley, B. Gay, The Influence of Property Numbers in Forced Convection Heat and Mass Transfer Correlations. Letters Heat Mass Transfer, 3 (1976), št. 2, s. 105—110.

[14] Kortüm, G., Lehrbuch der Elektrochemie. 5. Aufl. (Chemie, Weinheim 1972).

[15] Lévêque, M. A., Les lois de la transmission de chaleur par convection. Annales des Mines, Ser. 12, 13 (1928), s. 201—299, 305—362, 381—412.

[16] Levich, V. G., Physicochemical hydrodynamics. (Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, N. J. 1962).

[17] Lin, C. S., R. W. Moulton, G. L. Putnam, Mass Transfer between Solid Wall and Fluid Streams. Ind. Engng. Chem., 45 (1953), št. 3, s. 636—646.

[18] Linke, W., W. Hufschmidt, Wärmeübergang bei pulsierender Strömung. Chemie-Ing.-Techn., 30 (1958), št. 3, s. 159—165.

[19] Ludwieg, H., Ein Gerät zur Messung der Wandschubspannung turbulenter Reibungsschichten. Ing.-Arch., 17 (1949), s. 207—218.

[20] Maruyama, T., Transport Phenomena in Pulsating Flow. Diss. Kyoto University (1974).

[21] Mitchell, J. E., T. J. Hanratty, A Study of Turbulence at a Wall Using an Electrochemical Wall Shear-Stress Meter. J. Fluid Mech., 26 (1966), s. 199 do 221.

[22] Mizushina, T., The Electrochemical Method in Transport Phenomen, v knjigi: Irvine, T. F. at al., Advances in Heat Transfer, del 7, s. 87—161. (Academic Press, New York 1971.)

[23] Mizushina, T., F. Ogino, Y. Oka, H. Fukuda, Turbulent Heat and Mass Transfer between Wall and Fluid Streams of Large Prandtl and Schmidt Numbers. Int. J. Heat Mass Transfer, 14 (1971), s. 1705—1716.

[24] Mizushina, T., T. Maruyama, S. Ide, Y. Mizukami, Dynamic Behaviour of Transfer Coefficient in Pulsating Laminar Tube Flow. J. chem. Engng. Japan, 6 (1973), št. 2, s. 152—159.

[25] Mizushina, T., T. Maruyama, Y. Shiozaki, Pulsating Turbulent Flow in a Tube. J. chem. Engng. Japan, 6 (1973), št. 6, s. 487—494.

[26] Mizushina, T., T. Maruyama, H. Hirasawa, Structure of the Turbulence in Pulsating Pipe Flows. J. chem. Engng. Japan, 8 (1975), št. 3, s. 210—216.

[27] Ranz, W. E., Electrolytic Methods for Measuring Water Velocities. A. I. Ch. E. J., 4 (1958), št. 3, s. 338—342.

[28] Reiss, L. P., T. J. Hanratty, An Experimental Study of the Unsteady Nature of the Viscous Sublayer. A. I. Ch. E. J., 9 (1963), št. 2, s. 154—160.

[29] Schlichting, H., Grenzschicht-Theorie. 5. Aufl. (G. Braun, Karlsruhe 1965).

[30] Schutz-Grunow, F., Pulsierender Durchfluss durch Rohre. Forsch. Ing.-Wes., 11 (1940), zvezek 4, s. 170—187.

[31] Shaw, D. A., T. J. Hanratty, Turbulent Mass Transfer Rates to a Wall for Large Schmidt Numbers. A. I. Ch. E. J., 23 (1977), št. 1, s. 28—37.

[32] Tobias, C. W., M. Eisenberg, C. R. Wilke, Diffusion and Convection in Electrolysis — a Theoretical Review. J. electrochem. Soc., 99 (1952), št. 12, s. 359 C do 365 C.

[33] Weder, E., Messung des Stoffübergangs von einer Flüssigkeit an eine feste Oberfläche mittels einer elektrochemischen Methode. Diss. ETH Zürich, št. 4075 (1967).

Avtorjev naslov: dr. ing. Matija Tuma,
Ilirska 18
Ljubljana