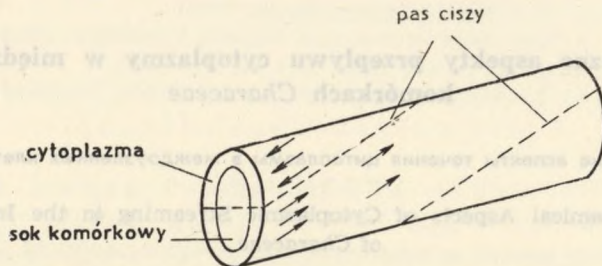






W niniejszej pracy przeprowadzono obliczenia mające na celu znalezienie ilościowej zależności między siłą napędową, lepkością endoplazmy i prędkością jej ruchu w różnych punktach komórki. Do przeprowadzenia obliczeń konieczne było wprowadzenie uproszczenia, polegającego na zaniechaniu śrubowo-spiralnego charakteru przepływu i na przyjęciu, że zachodzi on wzdłuż dwu półwałców nie zwiniętych ze sobą, lecz tylko równoległe do siebie przylegających (ryc. 2). Ze względu na to, że skok spirali, jaką tworzą zwinięte ze sobą półwałce (patrz ryc. 1) jest bardzo

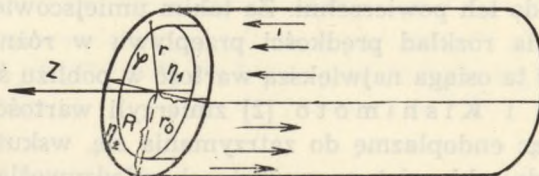


Ryc. 1. Schemat budowy międzywężła glonu *Characeae* z zaznaczonym przekrojem poprzecznym; strzałki wskazują kierunek przepływu endoplazmy i soku komórkowego

duży w porównaniu ze średnicą komórki, powyższe założenie nie ma praktycznie żadnego wpływu na wyniki ilościowe obliczeń, upraszcza natomiast znacznie matematyczną stronę zagadnienia.

#### RÓWNANIE RUCHU ENDOPLAZMY I SOKU KOMÓRKOWEGO

Niech w cylindrze o promieniu  $R$  (patrz ryc. 2) znajdują się dwie ciecze nie mieszające się ze sobą (sok komórkowy i endoplazma) o współczynnikach lepkości odpowiednio  $\eta_1$  i  $\eta_2$ . Jedna z tych cieczy wypełnia wewnętrzny walec o promieniu  $r_0$  (sok komórkowy), druga obszar pomiędzy tym walcem a walcem zewnętrznym o promieniu  $R$  (endoplazma). Za-



Ryc. 2. Uproszczony schemat międzywężła z zaniechaniem spiralnego charakteru ruchu endoplazmy; zaznaczono współrzędne walcowe  $z$ ,  $r$ ,  $\varphi$  i współczynniki lepkości  $\eta_1$  i  $\eta_2$ ;  $R$  i  $r_0$  — odpowiednio zewnętrzny i wewnętrzny promień warstwy endoplazmy

kładamy, że obie ciecze są nieściśliwe i ciśnienie wewnątrz nich jest wszędzie jednakowe. Siły poruszające obie ciecze niech działają stycznie do zewnętrznej powierzchni endoplazmy (strzałki na ryc. 2).

Przy rozwiązywaniu równania ruchu tych cieczy użyjemy współrzędnych walcowych (oś  $Z$  jest skierowana wzdłuż osi walca, kąt  $\varphi$  jest kątem pomiędzy pasem ciszy, gdzie prędkość przepływu jest równa zero, a kierunkiem promienia wodzącego  $r$ ). Ogólne równanie ruchu cieczy lepkiej, nieściśliwej (równanie Naviera — Stokesa) ma postać [7]:

$$\rho \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \rho (\vec{V} \nabla) \vec{V} - \eta \Delta \vec{V} = -\text{grad } p$$

(gdzie:  $\rho$  — gęstość cieczy,  $V$  — wektor prędkości,  $\eta$  — współczynnik lepkości,  $p$  — ciśnienie).

Przy stacjonarnym przepływie cieczy jej prędkość nie zależy od czasu ani od współrzędnej  $z$ . W tych warunkach składowe radialna i kąto- wa wektora prędkości są równe zero:

$$\vec{V} = [V_r, V_\varphi, V_z] = [0, 0, V(r, \varphi)]$$

Tak więc równanie Naviera — Stokesa przybiera kształt następujący:

$$r^2 \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + r \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{\partial^2 V}{\partial \varphi^2} = 0 \quad (1)$$

Przeprowadzamy rozdzielanie zmiennych, przedstawiając poszukiwaną funkcję  $V(r, \varphi)$  w postaci iloczynu:

$$V(r, \varphi) = P(r) \Phi(\varphi)$$

Otrzymujemy w ten sposób dwa równania:

$$r^2 \frac{d^2 P}{dr^2} + r \frac{dP}{dr} - a^2 P = 0$$

$$\frac{d^2 \Phi}{d\varphi^2} = a^2 \Phi$$

gdzie  $a$  jest stałą rozdzielania zmiennych.

Ogólnym rozwiązaniem równania (1) jest funkcja:

$$V(r, \varphi) = (Ar^a + Br^{-a})(C \sin a \varphi + D \cos a \varphi).$$

Funkcja  $V(r, \varphi)$  musi spełniać następujące warunki symetrii (patrz ryc. 2):

$$V(r, \varphi + \pi) = -V(r, \varphi)$$

$$V(r, -\varphi) = -V(r, \varphi)$$

$$V(r, 0) = V(r, \pi) = 0$$

Wynika stąd, że:



$$a = 1, 3, 5, \dots, 2k + 1, \dots$$

$$D = 0$$

Na funkcję  $V(r, \varphi)$  mamy więc nieskończenie wiele rozwiązań typu:

$$V_n(r, \varphi) = (A'_n r^n + B'_n r^{-n}) \sin n\varphi \quad (2)$$

gdzie  $n$  oznacza kolejne liczby nieparzyste. Ponadto w obszarze wewnętrznego walca zajętego przez ciecz o lepkości  $\eta_1$  (sok komórkowy, patrz ryc. 2) występuje punkt o współrzędnej  $r=0$ , a zatem w rozwiązaniu odpowiadającym temu obszarowi musi być  $B_n=0$ .

Tak więc dla cieczy wypełniającej walec zewnętrzny o przekroju pierścieniowym (endoplazma) mamy rozwiązanie ogólne w postaci sumy rozwiązań danych wzorem (2):

$$V_2(r, \varphi) = \sum_{n=1,3,5,\dots} (A'_n r^n + B'_n r^{-n}) \sin n\varphi$$

zaś dla cieczy wypełniającej wewnętrzny walec:

$$V_1(r, \varphi) = \sum_{n=1,3,5,\dots} C'_n r^n \sin n\varphi$$

Dla udogodnienia dalszych rachunków podstawiamy:

$$\frac{r}{R} = x, \quad \frac{r_0}{R} = x_0, \quad A'_n R^n = A_n, \quad B'_n R^{-n} = B_n, \quad C'_n R^n = C_n$$

i otrzymujemy:

$$\begin{aligned} V_1(x, \varphi) &= \sum_{n=1,3,5,\dots} C_n x^n \sin n\varphi \\ V_2(x, \varphi) &= \sum_{n=1,3,5,\dots} (A_n x^n + B_n x^{-n}) \sin n\varphi \end{aligned} \quad (3)$$

Korzystając z ogólnego rozwiązania równania ruchu dwu cieczy w przewodzie walcowym danego wzorami (3), rozpatrzmy trzy warianty tego ruchu różniące się odmiennymi założeniami dotyczącymi mechanizmu napędowego.

#### Wariant I (stała prędkość)

Zakładamy, że na powierzchni płynącej endoplazmy działa taki mechanizm napędowy, który zmusza cząstki endoplazmy do ruchu ze stałą prędkością, niezależną od kąta  $\varphi$ , tj. od odległości od pasa cisy. Wszystkie cząsteczki na zewnętrznej powierzchni górnego półwalca (ryc. 2) posiadają prędkość  $\pm V_0$ , zaś na powierzchni dolnego półwalca  $-V_0$ .

Przyjęte w tym wariacie założenie o stałej prędkości na powierzchni endoplazmy narzuca następujący warunek brzegowy na wzory (3):

$$v_2(x=1, \varphi) = \begin{cases} v_0 & \text{dla } 0 < \varphi < \pi \\ -v_0 & \text{dla } \pi < \varphi < 2\pi \end{cases} \quad (4)$$

W odległości  $r_0$  od osi komórki (powierzchnia wewnętrznego walca, ryc. 2), czyli dla  $x=x_0$  sok komórkowy i endoplazma oddziałują na siebie jednakowymi siłami i prędkości ich są jednakowe. Warunek równości sił zapisujemy w postaci:

$$\eta_1 \frac{\partial v_1}{\partial r} \Big|_{r=r_0} = \eta_2 \frac{\partial v_2}{\partial r} \Big|_{r=r_0} \quad (5)$$

przy obliczaniu pochodnych prędkości względem  $r$  posługujemy się zależnością:

$$\frac{\partial v}{\partial r} = \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial r} = \frac{1}{R} \frac{\partial v}{\partial x}$$

Warunek równości prędkości:

$$v_1(x_0, \varphi) = v_2(x_0, \varphi) \quad (6)$$

Podstawiając do zależności (4), (5) i (6) wzory (3) otrzymujemy następujące równania:

$$\sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} (A_n + B_n) \sin n\varphi = \begin{cases} v_0 & \text{dla } 0 < \varphi < \pi \\ -v_0 & \text{dla } \pi < \varphi < 2\pi \end{cases} \quad (4a)$$

$$\begin{aligned} \eta_1 C_n x_0^{n-1} &= \eta_2 (A_n x_0^{n-1} - B_n x_0^{-n-1}) \\ C_n x_0^n &= A_n x_0^n + B_n x_0^{-n} \end{aligned} \quad (5a)$$

Z równania (4a) widać, że wyrażenie  $(A_n + B_n)$  musi być równe  $n$ -temu współczynnikowi rozwinięcia w szereg Fouriera funkcji:

$$v(\varphi) = \begin{cases} v_0 & \text{dla } 0 < \varphi < \pi \\ -v_0 & \text{dla } \pi < \varphi < 2\pi \end{cases}$$

czyli, że

$$A_n + B_n = \frac{4v_0}{\pi n} \quad (4b)$$

Rozwiązując układ równań (4b), (5a) i (6a) ze względu na współczynniki  $A_n$ ,  $B_n$ ,  $C_n$ , otrzymujemy po ich podstawieniu do zależności (3) następujące wzory na prędkości soku komórkowego i endoplazmy:



$$\begin{aligned}
 V_1(x, \varphi) &= \frac{4V_0}{\pi} \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{(1+\delta)x^n}{n(1+\delta x_0^{2n})} \sin n\varphi \\
 V_2(x, \varphi) &= \frac{4V_0}{\pi} \sum_{n=1,2,3,\dots}^{\infty} \frac{x^n + \delta x_0^{2n} x^{-n}}{n(1+\delta x_0^{2n})} \sin n\varphi
 \end{aligned} \quad (7)$$

gdzie:

$$\delta = \frac{\eta_2 - \eta_1}{\eta_2 + \eta_1}$$

### Wariant II (stała siła napędowa)

Załóżmy, że na zewnętrzną powierzchnię endoplazmy działa stała siła napędowa  $F_0$ , przy czym jej zwrot jest wszędzie zgodny ze zwrotem prędkości. Mówiąc o stałości siły napędowej, mamy na myśli jej niezależność od kąta  $\varphi$  w przedziale jego wartości od zera do  $\pi$  oraz od  $\pi$  do  $2\pi$  (siła, podobnie jak w poprzednim wariacie prędkość, w obszarze pasa ciszy zmienia kierunek na przeciwny).

Warunek brzegowy dla prędkości  $V_2(x, \varphi)$  na powierzchni endoplazmy ma wtedy postać następującą:

$$\eta_2 \left. \frac{\partial V_2}{\partial r} \right|_{r=R} = \begin{cases} F_0 & \text{dla } 0 < \varphi < \pi \\ -F_0 & \text{dla } \pi < \varphi < 2\pi \end{cases} \quad (8)$$

Pozostałe dwa warunki brzegowe są takie same jak w poprzednim wariacie (równania (5a) i (6a)). Równanie (8) po podstawieniu doń zależności (3) przybiera postać:

$$\sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \eta_2 \left[ \frac{nA_n}{R} - \frac{nB_n}{R} \right] \sin n\varphi = \begin{cases} F_0 & \text{dla } 0 < \varphi < \pi \\ -F_0 & \text{dla } \pi < \varphi < 2\pi \end{cases} \quad (8a)$$

Stąd widać, że wyrażenie  $\eta_2 \left[ \frac{nA_n}{R} - \frac{nB_n}{R} \right]$  musi być równe  $n$ -temu współczynnikowi rozwinięcia w szereg Fouriera funkcji:

$$F(\varphi) = \begin{cases} F_0 & \text{dla } 0 < \varphi < \pi \\ -F_0 & \text{dla } \pi < \varphi < 2\pi \end{cases}$$

a więc:

$$\eta_2 \left[ \frac{nA_n}{R} - \frac{nB_n}{R} \right] = \frac{4F_0}{\pi n} \quad (8b)$$

Rozwiązując układ równań (8b), (5a) i (6a), otrzymujemy następujące wzory na  $V_1(x, \varphi)$  i  $V_2(x, \varphi)$ :

$$\begin{aligned}
 V_1(x, \varphi) &= \frac{4F_0 R}{\pi \eta_2} \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{(1+\delta)x^n}{n^2(1-\delta x_0^{2n})} \sin n\varphi \\
 V_2(x, \varphi) &= \frac{4F_0 R}{\pi \eta_2} \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{x^n + \delta x_0^{2n} x^{-n}}{n^2(1-\delta x_0^{2n})} \sin n\varphi
 \end{aligned} \tag{9}$$

gdzie:

$$\delta = \frac{\eta_2 - \eta_1}{\eta_2 + \eta_1}$$

Wariant III (siła napędowa zależna od prędkości)

Przyjmujemy, że siła napędowa działająca w dowolnie wybranym punkcie powierzchni endoplazmy zależy od prędkości, jaką endoplazma posiada w tym punkcie.

Maksymalną prędkość osiąga endoplazma w punktach o współrzędnych  $x=1$ ,  $\varphi = \pm \pi/2$ . Oznaczmy ją przez  $V_0$ . Załóżmy, że siła napędowa działająca na endoplazmę w danym punkcie jej powierzchni jest tym większa, im bardziej różni się prędkość endoplazmy w tym punkcie od  $V_0$ . Ilościowe ujęcie tej zależności przedstawia następujące równanie:

$$F(R, \varphi) = k [V_0 - V(R, \varphi)] \tag{10}$$

Jak widać z tego równania, siła napędowa powinna być najmniejsza wówczas gdy  $V(R, \varphi) = V_0$  (to jest w punktach o współrzędnych  $x=1$ ,  $\varphi = \pm \pi/2$ ) zaś największa w obrębie pasa ciszy i w jego bezpośrednim sąsiedztwie, wtedy bowiem  $V(R, \varphi)$  jest najbardziej zbliżone do zera. Podobnie w czasie regeneracji ruchu strumienia endoplazmy, np. po pobudzeniu komórki, siła napędowa powinna być największa w początkowej fazie procesu regeneracji, gdy prędkość endoplazmy jest jeszcze mała, zaś zbliża się do zera, gdy prędkość endoplazmy osiąga swą maksymalną wartość  $V_0$ . Taki charakter siły napędowej wydaje się wyjaśniać, dlaczego przyspieszenie ruchu endoplazmy po pobudzeniu komórki jest największe w początkowym etapie procesu regeneracji, zaś maleje w miarę, jak prędkość endoplazmy osiąga wartość  $V_0$  [1].

Dopasujmy ogólne rozwiązanie równania ruchu (3) do nowych warunków brzegowych. Na powierzchni endoplazmy ( $x=1$ ) działa siła styczna równa:

$$F(R, \varphi) = \eta_2 \left. \frac{\partial V_2}{\partial r} \right|_{r=R} = \begin{cases} F_0 - kV_2(R, \varphi) & \text{dla } 0 < \varphi < \pi \\ -F_0 - kV_2(R, \varphi) & \text{dla } \pi < \varphi < 2\pi \end{cases} \tag{11}$$



czyli:

$$\eta_2 \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \left[ \frac{nA_n}{R} - \frac{nB_n}{R} \right] \sin n\varphi = \begin{cases} F_0 - k \sum_n (A_n + B_n) \sin n\varphi \\ \end{cases}$$

Stąd zaś:

$$\sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \left[ \eta_2 \left( \frac{nA_n}{R} - \frac{nB_n}{R} \right) + k(A_n + B_n) \right] \sin n\varphi = \begin{cases} F_0 & \text{dla } 0 < \varphi < \pi \\ -F_0 & \text{dla } \pi < \varphi < 2\pi \end{cases}$$

Podobnie jak w poprzednim wariancie, uzyskujemy równanie:

$$\eta_2 \left( \frac{nA_n}{R} - \frac{nB_n}{R} \right) + k(A_n + B_n) = \frac{4F_0}{\pi n} \quad (12)$$

Rozwiązując układ równań (12), (5a) i (6a), otrzymujemy na  $V_1(x, \varphi)$  oraz  $V_2(x, \varphi)$  następujące wzory:

$$V_1(x, \varphi) = \frac{4F_0 R(1+\delta)}{\pi} \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{x^n}{n^2 \eta_2 (1 - \delta x_0^{2n}) + kRn(1 + \delta x_0^{2n})} \sin n\varphi \quad (13)$$

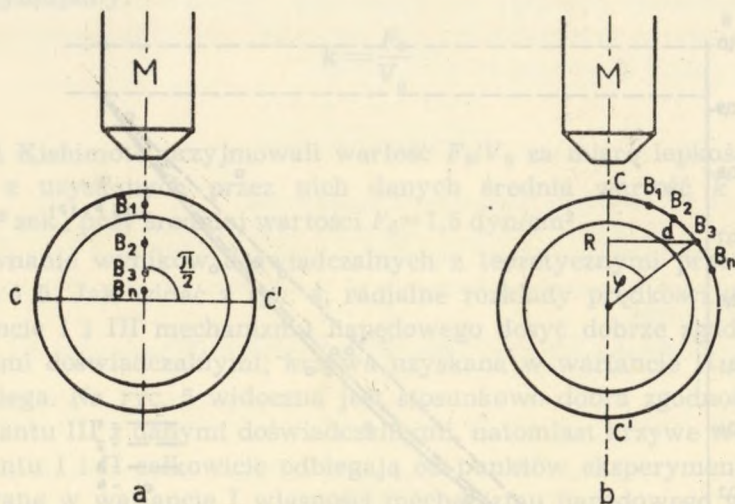
$$V_2(x, \varphi) = \frac{4F_0 R}{\pi} \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{x^n + \delta x_0^{2n} x^{-n}}{n^2 \eta_2 (1 - \delta x_0^{2n}) + kRn(1 + \delta x_0^{2n})} \sin n\varphi$$

#### PORÓWNANIE DANYCH TEORETYCZNYCH Z DOŚWIADCZALNYMI

Wyniki przedstawionych powyżej obliczeń porównano z doświadczalnymi krzywymi rozkładu prędkości w komórce międzywęzłowej *Chara brauni*. Używane do doświadczeń komórki miały średnicę 0,4 mm i długość 3,5—5 cm. Prędkość przepływu endoplazmy i soku komórkowego mierzono posługując się mikroskopem i stoperem. Pomiary przeprowadzono śledząc ruch możliwie najmniejszych cząstek zawieszonych w płynącej endoplazmie.

Określono radialny rozkład prędkości endoplazmy i soku komórkowego dla  $\varphi = \pi/2$ , to jest w płaszczyźnie leżącej w połowie odległości między pasami ciszy (ryc. 3a) oraz kątowy rozkład prędkości w endoplazmie (ryc. 3b). Przy wyznaczaniu kąтового rozkładu prędkości ustawiano strefę głębi ostrości mikroskopu tuż pod ścianką komórki tak, aby mierzyć prędkości przepływu jak najbardziej zewnętrznych warstw endoplazmy. Kąt  $\varphi$  wyliczano ze wzoru  $\sin \varphi = d/R$ , gdzie  $R$  — promień komórki, zaś  $d$  — odległość obserwowanego punktu od pasa ciszy (patrzy ryc. 3b). Obliczając teoretyczne wartości prędkości przepływu, przyjęto, że grubość warstwy endoplazmy wynosi 15  $\mu$ .





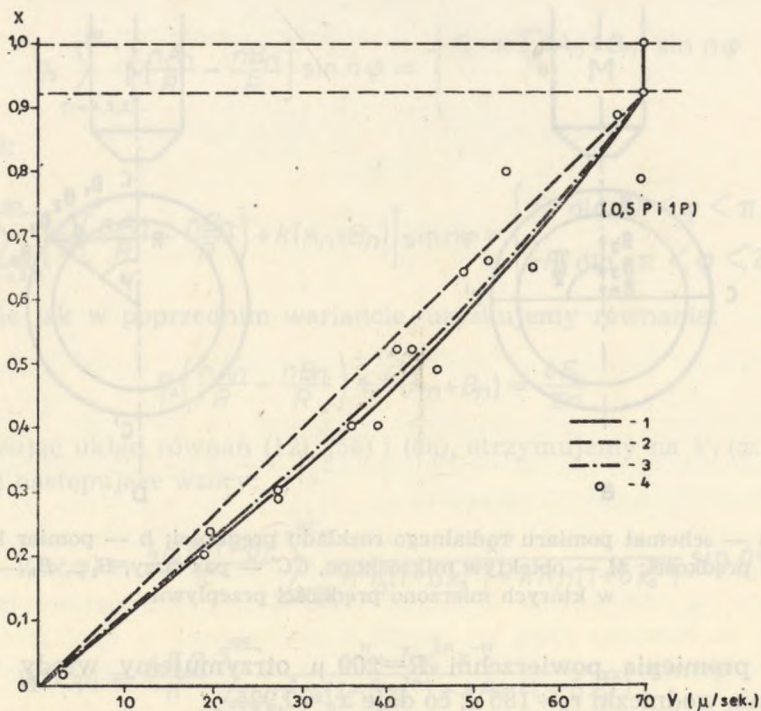
Ryc. 3. a — schemat pomiaru radialnego rozkładu prędkości; b — pomiar kąтового rozkładu prędkości; M — obiektyw mikroskopu, CC' — pas ciszy, B<sub>1</sub> ... B<sub>n</sub> — punkty, w których mierzono prędkości przepływu

Dla promienia powierzchni  $R=200\ \mu$  otrzymujemy wtedy wartość promienia wodniczki  $r_0=185\ \mu$ , co daje  $x_0=0,925$ .

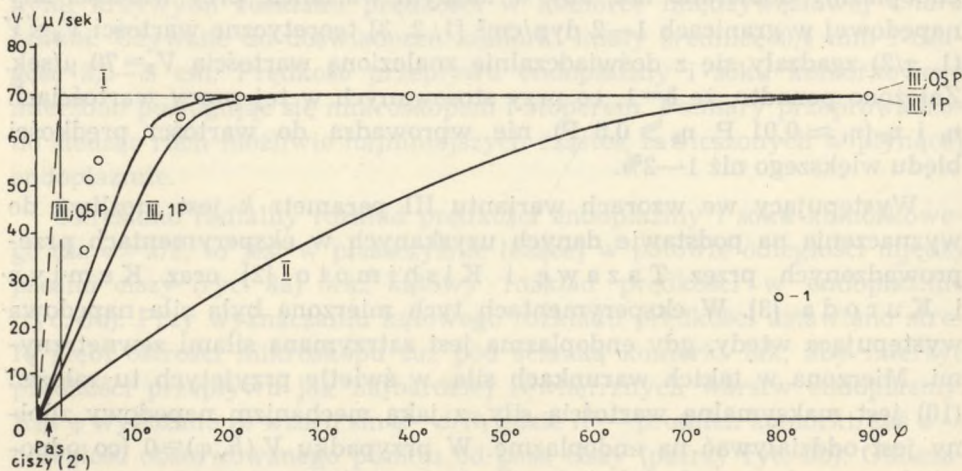
Do wzorów na prędkości przepływu otrzymanych w wariantcie I współczynnik lepkości endoplazmy wchodzi tylko za pośrednictwem parametru  $\delta$ , zaś we wzorach wariantów II i III występuje on także w sposób jawny. Przy obliczeniach teoretycznych wartość współczynnika lepkości endoplazmy dobierano tak, aby w każdym wariantcie przy wartości siły napędowej w granicach 1—2 dyn/cm<sup>2</sup> [1, 2, 3] teoretyczne wartości  $V_0=V(1, \pi/2)$  zgadzały się z doświadczalnie znaną wartością  $V_0=70\ \mu/\text{sek}$ . Założono ponadto, że  $\delta=1$ , co przy stosowanych w tej pracy wartościach  $\eta_1$  i  $\eta_2$  ( $\eta_1 \approx 0,01\ \text{P}$ ,  $\eta_2 \geq 0,5\ \text{P}$ ) nie wprowadza do wartości prędkości błędu większego niż 1—2%.

Występujący we wzorach wariantu III parametr  $k$  jest możliwy do wyznaczenia na podstawie danych uzyskanych w eksperymentach przeprowadzonych przez Tazawę i Kishimoto [2] oraz Kamiya i Kuroda [3]. W eksperymentach tych mierzona była siła napędowa występująca wtedy, gdy endoplazma jest zatrzymana siłami zewnętrznymi. Mierzona w takich warunkach siła, w świetle przyjętych tu założeń (10) jest maksymalną wartością siły, z jaką mechanizm napędowy zdolny jest oddziaływać na endoplazmę. W przypadku  $V(R, \varphi)=0$  (co odpowiada warunkom tych doświadczeń) równanie (10) przyjmuje postać:

$$F(R, \varphi) = kV_0 = F_0$$



Ryc. 4. Radialne rozkłady prędkości; 1, 2, 3 — krzywe teoretyczne, 4 — punkty doświadczalne; zaznaczono wartości  $\eta_2$  przyjęte przy obliczaniu krzywych wariantu III



Ryc. 5. Kątowe rozkłady prędkości; 1 — punkty doświadczalne; zaznaczono wartości  $\eta_2$  użyte przy obliczaniu krzywych wariantu III



Stąd otrzymujemy:

$$k = \frac{F_0}{V_0}$$

Tazawa i Kishimoto przyjmowali wartość  $F_0/V_0$  za miarę lepkości; wyznaczona z uzyskanych przez nich danych średnia wartość  $k$  wynosi  $214 \text{ g/cm}^2 \text{ sek.}$ , przy średniej wartości  $F_0 = 1,5 \text{ dyn/cm}^2$ .

Porównanie wyników doświadczalnych z teoretycznymi przedstawiają ryc. 4 i 5. Jak widać z ryc. 4, radialne rozkłady prędkości uzyskane w wariancie I i III mechanizmu napędowego dosyć dobrze zgadzają się z punktami doświadczalnymi; krzywa uzyskana w wariancie II nieco od nich odbiega. Na ryc. 5 widoczna jest stosunkowo dobra zgodność krzywej wariantu III z danymi doświadczalnymi, natomiast krzywe teoretyczne wariantu I i II całkowicie odbiegają od punktów eksperymentalnych. Postulowane w wariancie I własności mechanizmu napędowego w obszarze małych kątów (tj. w pobliżu pasa ciszy) są nieco wyidealizowane, toteż pewnej niezgodności wariantu I z doświadczeniem w tym obszarze należało się spodziewać. Jednak, jak widać z ryc. 5, rozbieżności między krzywą odpowiadającą wariantowi I a punktami doświadczalnymi rozciągają się w obszarze około siedmiokrotnie szerszym od pasa ciszy.

O nierealności wariantu II (założenie stałej siły napędowej), oprócz rozbieżności widocznych na ryc. 4 i 5, świadczy też fakt, że w wariancie tym dla uzyskania prawidłowej wartości maksymalnej prędkości:  $V_0$  należało użyć współczynnika lepkości endoplazmy równego 40—80 P (przy wartości siły napędowej 1—2  $\text{dyn/cm}^2$ ). Wartości  $\eta_2$  cytowane w piśmiennictwie wahają się w granicach od ułamka puaza do kilku puazów [5].

#### PODSUMOWANIE

W świetle otrzymanych wyników najsluszniejszy wydaje się taki mechanizm napędowy ruchu cytoplazmy, który wywiera na endoplazmę siłę zależną od prędkości, jaką endoplazma posiada (równanie (10)).

Zależność siły napędowej od prędkości przepływu endoplazmy stawia w nowym świetle doświadczenia Tazawy i Kishimoto [2] oraz Kamiya i Kuroda [3], mające na celu wyznaczenie wartości siły napędowej. Siła ta może być równa 1—2  $\text{dyn/cm}^2$ , jeśli endoplazma zostaje doprowadzona do zatrzymania się siłami zewnętrznymi. Natomiast — zgodnie z założeniami wariantu III — może mieć ona wartość zupełnie inną (mniejszą), gdy endoplazma znajduje się w normalnym ruchu.

Związek parametru  $k$  z innymi wielkościami charakteryzującymi prze-

пływ cytoplazmy pozostaje nie wyjaśniony. Wynika to z fenomenologicznego charakteru przeprowadzonych rozważań, nie wnioskujących w mikroskopową naturę mechanizmu napędowego.

#### PIŚMIENNICTWO

1. Камия Н.: Движение протоплазмы. Москва 1962.
2. Tazawa M., Kishimoto U.: Plant and Cell Physiol. 9, 361 (1968).
3. Kamiya N., Kuroda K.: Protoplasma 50, 144 (1958).
4. Intracellular Transport — Symposia of The Intern. Soc. for Cell Biol., vol. 5, New York 1966.
5. Strebeyko P.: Zarys fizjologii roślin. Warszawa 1965.
6. Seifriz W.: Nature 171, 1136 (1953).
7. Landau L., Lifszic E.: Mechanika ośrodków ciągłych. Warszawa 1958.

#### РЕЗЮМЕ

В работе получены уравнения связывающие движущую силу протоплазмы, скорость течения и вязкость. Сравнение теоретических и экспериментальных данных указывает на зависимость движущей силы от скорости течения.

#### SUMMARY

In the presented paper some equations were obtained, which contain the motive force of protoplasmic streaming, velocity of streaming and viscosity of protoplasm. The comparison of the theoretical and experimental data indicates that the motive force of protoplasmic streaming depends on the velocity of streaming.