

УДК 532.546:612.13

© 1992 г. С. А. РЕГИРЕР, Н. Х. ШАДРИНА

ТЕЧЕНИЕ КРОВИ В КАПИЛЛЯРНОЙ ЯЧЕЙКЕ МЫШЦЫ: ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КАПИЛЛЯРОВ

Существуют многочисленные описания нерегулярных колебаний кровотока в одиночном капилляре. Для объяснения этого эффекта выдвигались различные гипотезы, связанные, например, с изменением просвета подводящих сосудов и самого капилляра, с «застреванием» лейкоцитов в устье капилляра и т. д.

При рассмотрении возможных причин колебаний скорости не принимается, однако, во внимание гидродинамическая связь между капиллярами, в результате которой изменение сопротивления одного капилляра может оказываться на скоростях движения в других капиллярах. На основе предыдущих исследований [1—3] можно поставить вопрос о том, как локальные изменения сопротивления в капиллярной ячейке скелетной мышцы изменяют общую картину распределения кровотока в капиллярах. Речь идет о том, что, например, закупорка входа в капилляр клетками крови, влекущая за собой перекрытие одного пути для крови, неизбежно вызовет изменение скорости в других путях. Таким образом, колебания скорости в одном капилляре, где сопротивление может меняться редко или же вообще быть постоянным, могут быть отражением событий в соседних сосудах. Вопрос заключается в том, какова при этом амплитуда таких флуктуаций. Ниже представлена постановка модельной задачи о течении в микрососудистой ячейке при произвольном перекрытии капилляров. Получено точное решение в случае локального перекрытия, когда выключен кровоток через один или несколько соседних капилляров.

1. Постановка задачи. Аналогично [1, 2] капиллярную ячейку будем моделировать областью анизотропного пористого вещества $0 < x < l$, $0 < y < a$, $|z| < b/2$ (фиг. 1), ограниченной подводящим a , соответствующим артериоле, и отводящим v , соответствующим венule, каналами, каждый из которых через проницаемую стенку сообщается с капиллярным участком. В отличие от прежнего рассмотрения [1, 2] здесь предполагается, что существует сосредоточенное сопротивление z , на входе в капиллярную ячейку (при $x = 0$), которое зависит от поперечной координаты y . По физическому смыслу z , отражает местные сопротивления в капиллярах, обусловленные застреванием клеток, закрытием терминальных артериол и т. п.

Для пористого участка должны выполняться уравнения

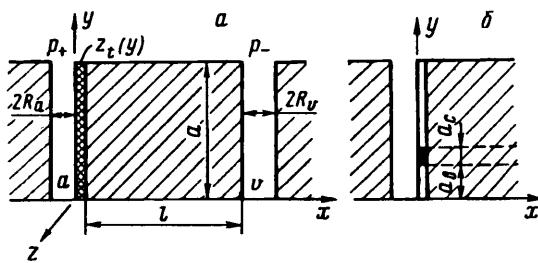
$$u = -\frac{k_x}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad v = -\frac{k_y}{\mu} \frac{\partial p}{\partial y}, \quad w = -\frac{k_z}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z}, \quad \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (1.1)$$

Здесь k_x , k_y , k_z — проницаемости пористого участка, u , v , w — скорости крови соответственно в продольном и поперечном направлениях, μ — эффективная вязкость крови.

На границах с подводящим и отводящим сосудами условия непрерывности скорости запишутся в виде [1, 2]

$$x = 0: u = \frac{\pi}{16b\mu} \frac{\partial}{\partial y} \left(R_a^4 \frac{\partial p_a}{\partial y} \right), \quad x = l: u = -\frac{\pi}{16b\mu} \frac{\partial}{\partial y} \left(R_v^4 \frac{\partial p_v}{\partial y} \right) \quad (1.2)$$

Здесь $p_a(y)$, $p_v(y)$ — давления соответственно в подводящем и отводящем каналах, $R_{a,v} = R_{a,v}(y)$ — радиусы каналов. Отличие множителей перед производными



Фиг. 1

от приведенных в [1, 2] связано с тем, что каналы здесь считаются цилиндрическими, а не плоскими; каждый канал «обслуживает» две идентичные капиллярные ячейки. Для давления граничные условия имеют вид

$$p_a - p(0, y) = z_t(y) u(0, y), \quad p(l, y) = p_v \quad (1.3)$$

На границах ячейки и на концах каналов

$$y = 0: \frac{\partial p_{a,v}}{\partial y} = 0, \quad v = 0 \quad (1.4)$$

$$y = a: \quad p_{a,v} = p_{\pm}, \quad v = 0 \quad (1.5)$$

$$|z| = b/2: \quad w = 0 \quad (1.6)$$

Давления p_{\pm} на входе в артериолу и на выходе из венулы полагаются заданными.

Уравнения (1.1) с условиями (1.2)–(1.6) при известных $k_x(x, y, z)$, $k_y(x, y, z)$, $k_z(x, y, z)$, $R_a(y)$, $R_v(y)$, $z_t(y)$ полностью определяют картину течения в рассматриваемом участке микрососудистого русла.

По аналогии с [1] положим, что поперечные соединения между капиллярами в ячейке отсутствуют ($k_x = 0$, $k_z = 0$) и что параметры течения в ячейке либо не зависят от z , либо рассматриваются как осредненные по z . В этом случае из (1.1) следует $v \equiv 0$, $\partial u / \partial x = 0$, т. е. $u = u(y)$. Интегрируя первое уравнение (1.1), получим

$$p = -\mu u(y) \int_0^x \frac{dx}{k_x(x, y)} + p(0, y)$$

При $x = l$, принимая во внимание (1.4), (1.5), найдем

$$p_v = -\mu l u(y) k^{-1} + p_a(y) - z_t(y) u(y), \quad k^{-1} = \frac{1}{l} \int_0^l k_x^{-1} dx \quad (1.7)$$

Из условий (1.2), (1.4) следует равенство

$$\frac{\partial p_a}{\partial y} + \eta \frac{\partial p_v}{\partial y} = 0, \quad \eta = \frac{R_v^4}{R_a^4} \quad (1.8)$$

Если $\eta = \text{const}$, то (1.8) можно проинтегрировать еще раз с учетом (1.5)

$$p_a + \eta p_v = C, \quad C = p_+ + \eta p_- = \text{const} \quad (1.9)$$

Подстановка (1.2), (1.9) в (1.7) приводит к краевой задаче второго порядка

$$z_t^*(y) \frac{\partial}{\partial y} \left(R_a^4 \frac{\partial p_a^*}{\partial y} \right) - \frac{16b\mu}{\pi} \frac{\eta + 1}{\eta} p_a^* = 0 \quad (1.10)$$

$$p_a^* = p_a - \frac{C}{\eta + 1}, \quad z_t^* = z_t + \mu lk^{-1}$$

$$y = 0: \frac{\partial p_a^*}{\partial y} = 0, \quad y = a: p_a^* = p_+ - \frac{C}{\eta + 1}$$

В общем случае, когда $\eta \neq \text{const}$, продифференцировав (1.9) по y , после подстановки соотношений (1.2), (1.8) получим

$$\frac{16b\mu}{\pi} \frac{1+\eta}{\eta} \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[z_t^*(y) \frac{\partial}{\partial y} \left(R_a^4 \frac{\partial p_a}{\partial y} \right) \right] \quad (1.11)$$

Порядок уравнения (1.11) можно понизить

$$\frac{16b\mu}{\pi} \frac{1+\eta}{\eta} P_a = \frac{\partial}{\partial y} \left[z_t^*(y) \frac{\partial}{\partial y} (R_a^4 P_a) \right], \quad P_a = \frac{\partial p_a}{\partial y} \quad (1.12)$$

Аналитическое решение уравнения (1.10) возможно, если: а) $R_a(y)$, $z_t^*(y)$ – кусочно-постоянные; б) $R_a^4 = z_t \cdot \text{const}$. Для уравнения (1.12) аналитическое решение получается для случаев: в) $R_a = \text{const}$, $\eta = \text{const}$, $z_t^* = \text{const}$; г) $R_a^4 \eta / (1 + \eta) = z_t^* \cdot \text{const}$. В случаях б), г) уравнения после перехода к переменной $Y = Y(y)$, $Y' = (z_t^*)^{-1}$ приобретают постоянные коэффициенты. Названные возможности точного решения представляют интерес для сопоставления с аппроксимациями, оперирующими со средними по длине сосудов характеристиками.

Случай а) рассматривается ниже применительно к ситуации с полной закупоркой входа в часть капилляров, когда (см. фиг. 1, б) $1/z_t = 0$ при $a_b < y < a_b + a_c$ (в области закупорки) и $z_t = 0$ при $0 < y < a_b$ и $a_b + a_c < y < a$ (дополнительные подробности даны в [4]).

2. Точное решение при полном перекрытии части капилляров. Если пренебречь проницаемостью в поперечном (по оси y) направлении [2] и полагать $k_x = k = \text{const}$, то согласно [1] распределение скоростей $u_0(y)$ и расход Q_0 в ячейке при $z_t = 0$ определяются следующим образом:

$$u_0 = \frac{k \Delta p \operatorname{ch} \Lambda y}{\mu l \operatorname{ch} \Lambda}, \quad Q_0 = \frac{abk \Delta p}{\mu l} \frac{\operatorname{th} \Lambda}{\Lambda}, \quad \Lambda^2 = \frac{2(Z_a + Z_v)}{Z_c} \quad (2.1)$$

$$\Delta p = p_+ - p_-, \quad Z_{a,v} = 8\mu a / \pi R_{a,v}^4, \quad Z_c = \mu l / abk$$

Здесь $Z_{a,v}$, Z_c – сопротивления поперечных сосудов и капиллярной ячейки. Решение (2.1) образует базу для сравнения с результатами расчета в случае, когда часть ячейки $a_b < y < a_b + a_c$ полностью перекрыта (фиг. 1, б). Величины y , a_b , a_c здесь и далее безразмерные (в качестве масштаба взята высота ячейки a).

Обозначим через Q_b , Q_v расходы жидкости через нижнюю и верхнюю области ячейки, так что полный расход жидкости есть $Q = Q_b + Q_v$. Расход в поперечных каналах на участках $a_b < y < a_b + a_c$ не изменяется по y и совпадает по величине с Q_b . Давления на уровнях $y = a_b$, $y = a_b + a_c$ обозначим через p_{\pm}' , p_{\pm}'' соответственно для каналов a и v . Из результатов [1] получаем

$$Q_b = \frac{abk \Delta p'}{\mu l} \frac{\operatorname{th} \Lambda a_b}{\Lambda} \quad (2.2)$$

Имеют место следующие очевидные соотношения:

$$Q_b = \frac{\pi R_a^4}{16\mu} \frac{p_{+}'' - p_{+}'}{a_c} = \frac{\pi R_v^4}{16\mu} \frac{p_{-}' - p_{-}''}{a_c} \quad (2.3)$$

Распределение скорости фильтрации в нижней части ячейки также может быть записано сразу (см. (2.1))

$$u = \frac{k\Delta p'}{\mu l} \frac{\operatorname{ch} \Lambda y}{\operatorname{ch} \Lambda a_b} \quad (0 < y < a_b) \quad (2.4)$$

Этих соотношений недостаточно для полного решения. Чтобы получить его, обратимся к уравнениям (1.2) и равенству [1]

$$u = \frac{k}{\mu l} (p_a - p_v) \quad (2.5)$$

и применим их к верхней части ячейки

$$\begin{aligned} R_a^4 \frac{\partial p_a}{\partial y} \Big|_1 &= -R_v^4 \frac{\partial p_v}{\partial y} \Big|_1 = \frac{16a\mu}{\pi} Q \\ R_a^4 \frac{\partial p_a}{\partial y} \Big|_{a_b+a_c} &= -R_v^4 \frac{\partial p_v}{\partial y} \Big|_{a_b+a_c} = \frac{16a\mu}{\pi} Q_b \end{aligned} \quad (2.6)$$

Воспользуемся видоизмененной формулой (1.9) и уравнением, следующим из (1.2), (2.6):

$$R_a^4 p_a + R_v^4 p_v = (R_a^4 p_+ + R_v^4 p_-) \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} (p_a - p_v) - \Lambda^2 (p_a - p_v) = 0 \quad (2.8)$$

Используя условия (1.4) при $y = 1$, а затем дифференцируя решение (2.8) по y и выражая $\partial p_{a,v}/\partial y$ при $y = a_b + a_c$ через Q_b , находим последовательно

$$p_a - p_v = \Delta p \operatorname{ch} \Lambda (1 - y) - \frac{\mu l Q \Lambda}{abk} \operatorname{sh} \Lambda (1 - y) \quad (2.9)$$

$$\frac{\mu l Q_b \Lambda}{abk} = \frac{\mu l Q \Lambda}{abk} \operatorname{ch} \Lambda (1 - a_b - a_c) - \Delta p \operatorname{sh} \Lambda (1 - a_b - a_c) \quad (2.10)$$

Добавление к (2.2), (2.3), (2.10) следующих из (2.7), (2.9)) при $y = a_b + a_c$ равенств

$$R_a^4 p_+'' + R_v^4 p_-'' = R_a^4 p_+ + R_v^4 p_- \quad (2.11)$$

$$\Delta p'' \equiv p_+'' - p_-'' = \Delta p \operatorname{ch} \Lambda (1 - a_b - a_c) - \frac{\mu l Q \Lambda}{abk} \operatorname{sh} \Lambda (1 - a_b - a_c) \quad (2.12)$$

дает шесть конечных соотношений для определения Q , Q_b , p_+', p_-'' . Для последующего анализа нужны только величины Q и $\Delta p'$. После выкладок получаем

$$\Delta p' = \Delta p [\psi \operatorname{ch} \Lambda (1 - a_c - a_b) + \operatorname{th} \Lambda a_b \operatorname{sh} \Lambda (1 - a_c - a_b)]^{-1} \quad (2.13)$$

$$Q = \frac{abk \Delta p}{\mu l \Lambda} \frac{\operatorname{th} \Lambda a_b + \psi \operatorname{th} \Lambda (1 - a_c - a_b)}{\psi + \operatorname{th} \Lambda a_b \operatorname{th} \Lambda (1 - a_c - a_b)}, \quad \psi = 1 + \Lambda a_c \operatorname{th} \Lambda a_b \quad (2.14)$$

Зная Q и $\Delta p'$, можно определить Q_b по (2.2), $\Delta p''$ по (2.3) и $u(y)$ по (2.5), а p_+', p_-'' – при помощи (2.3) и (2.11).

Различие распределений скорости при $a_c = 0$ и $a_c \neq 0$ будем характеризовать параметрами u/u_0 , Q/Q_0 , где u_0 , Q_0 определены в (2.1). Согласно (2.4), (2.5), (2.9), (2.14), находим

$$\begin{aligned} \frac{u}{u_0} &\equiv \Theta(y), \quad \Theta = \Theta_b \quad (y < a_b), \quad \Theta = 0 \quad (a_b < y < a_b + a_c) \\ &\Theta = \Theta_t \quad (y > a_b + a_c) \end{aligned} \quad (2.15)$$

$$\Theta_b = \frac{\operatorname{ch} \Lambda}{\operatorname{ch} \Lambda a_b} \{ \operatorname{ch} \Lambda (1 - a_c - a_b) [\psi + \operatorname{th} \Lambda a_b \operatorname{th} \Lambda (1 - a_c - a_b)] \}^{-1}$$

$$\Theta_t = \frac{\operatorname{ch} \Lambda}{\operatorname{ch} \Lambda a_b} \{ \operatorname{ch} \Lambda (1 - y) - \operatorname{sh} \Lambda (1 - y) \Psi \}$$

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{\Psi}{\operatorname{th} \Lambda}, \quad \Psi = \frac{\operatorname{th} \Lambda a_b + \psi \operatorname{th} \Lambda (1 - a_c - a_b)}{\psi + \operatorname{th} \Lambda a_b \operatorname{th} \Lambda (1 - a_c - a_b)}$$

Из этого решения следует, во-первых, что на линии $y = a$ скорость не изменяется (это видно непосредственно из (1.5), (2.5)) и, во-вторых, что ниже зоны перекрытия параметр Θ не зависит от y . Сравним теперь значение Θ_t на линии $y = a_b + a_c$ с Θ_b . Из (2.15) получим

$$\Theta_t(a_b + a_c) = \frac{\operatorname{ch} \Lambda}{\operatorname{ch} \Lambda (a_b + a_c)} \psi \{ \operatorname{ch} \Lambda (1 - a_c - a_b) \times \\ \times [\psi + \operatorname{th} \Lambda a_b \operatorname{th} \Lambda (1 - a_c - a_b)] \}^{-1}$$

Легко показать, что $\operatorname{ch} \Lambda (a_b + a_c) \geq \psi \operatorname{ch} \Lambda a_b$, так что $\Theta_t(a_b + a_c) < \Theta_b$. Иными словами, оцененное такой мерой относительное влияние зоны перекрытия ниже зоны оказывается сильнее, нежели выше нее. Расположение зоны перекрытия при одной и той же ее высоте оказывается на величинах Θ и Q/Q_0 . Варьируя a_b в пределах от 0 до $1 - a_c$, можно установить, что Q/Q_0 при этом убывает; убывают также Θ_b , $\Theta_t(a_b + a_c)$.

Графики на фиг. 2 дают представление о характере зависимости Θ_b (сплошные линии, верхняя шкала) и $\Theta_t(a_b + a_c)$ (штриховые линии, нижняя шкала) от параметра Λ при следующих значениях a_c , a_b : $1 - a_c = 0,1$; $a_b = 0,2$; $2 - a_c = 0,1$; $a_b = 0,6$; $3 - a_c = 0,2$; $a_b = 0,2$; $4 - a_c = 0,2$; $a_b = 0,6$. На фиг. 3 представлена зависимость Q/Q_0 от тех же параметров. Значения a_c и a_b для соответственных кривых на фиг. 2 и 3 совпадают.

Как видно из (2.5), появление зоны перекрытия увеличивает перепад $p_a - p_v$ на открытой части в Θ раз. Линейный по y участок изменения $p_z - p_v$, приходящийся на зону перекрытия, непрерывно примыкает к участкам экспоненциального изменения. Поэтому

$$p_a - p_v = \frac{\mu l}{k} \left[u(a_b - 0) \left(1 + \frac{a_b - y}{a_c} \right) - u(a_b + a_c + 0) \frac{a_b - y}{a_c} \right] \quad (2.16)$$

В системе без перекрытия на этом же участке перепад давлений выражается формулой

$$(p_a - p_v)_0 = \frac{\mu l}{k} u_0(y) \quad (2.17)$$

Для оценки различия перепадов сравним величины

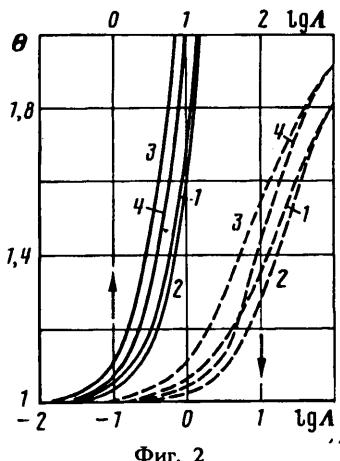
$$P_a - P_v = \int_{a_b}^{a_b + a_c} (p_a - p_v) dy$$

беря в качестве подынтегральных функций (2.16) и (2.17). Получаем соответственно

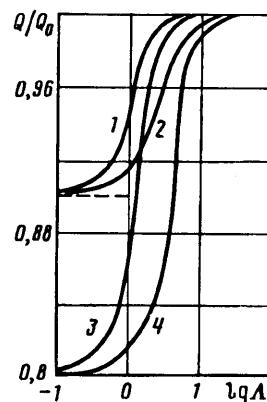
$$P_a - P_v = \frac{\mu l a_c}{2k} \left[u(a_b - 0) + u(a_b + a_c + 0) \right]$$

$$(P_a - P_v)_0 = \frac{\Delta p}{\Lambda \operatorname{ch} \Lambda} \left[\operatorname{sh} \Lambda (a_b + a_c) - \operatorname{sh} \Lambda a_b \right]$$

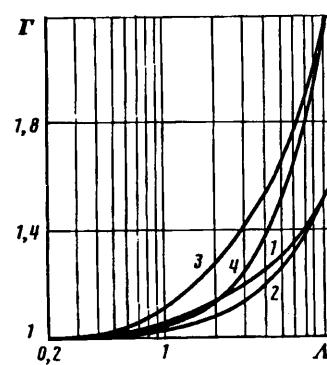
$$u(a_b - 0) = \Theta(a_b) \frac{k \Delta p}{\mu l} \frac{\operatorname{ch} \Lambda a_b}{\operatorname{ch} \Lambda}, \quad u(a_b + a_c + 0) = \Theta(a_b + a_c) \frac{k \Delta p}{\mu l} \frac{\operatorname{ch} \Lambda (a_b + a_c)}{\operatorname{ch} \Lambda}$$



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

Графики на фиг. 4 иллюстрируют зависимость отношения $\Gamma = (P_a - P_v)/(P_a - P_{v_0})$ от Λ и a_c при различных a_b . Номера кривых соответствуют тем же значениям a_b , a_c , что и на фиг. 2, 3.

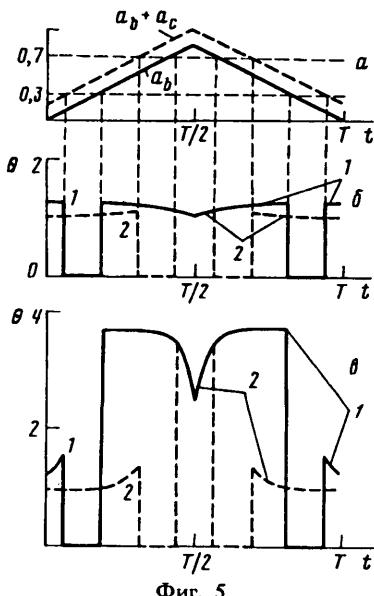
3. Обсуждение. Как уже было сказано, многими исследователями засвидетельствовано наличие внешние нерегулярных колебаний скорости кровотока в капиллярах мышц, головного мозга и других тканей. Специальные исследования такого рода немногочисленны, причем временная разрешающая способность в опытах, как правило, была невысокой. Поэтому трудно судить о реальном спектре частот колебаний; можно лишь утверждать, что частоты порядка десятков герц вполне возможны (см., например, [5, 6]). Амплитуды колебаний довольно значительны; иногда наблюдалась кратковременная остановка потока (см. [5]).

Часто эти колебания приписывают спонтанным сокращениям сосудистых мышц (вазомоции) в предшествующих артериальных сосудах, однако известно, что вазомоции в основном имеют низкочастотный характер. «Застрение» лейкоцитов в устье капилляра также происходит относительно редко. В качестве возможного механизма изменения скоростей называют еще неоднородность распределения эритроцитов как по длине одного капилляра, так и между соседними капиллярами, однако эти явления пока недостаточно изучены. Имеются данные о редких нерегулярных сокращениях эндотелиальных клеток в стенке капилляра, приводящих к сужению и даже полному закрытию просвета, что влечет за собой остановку кровотока через капилляр.

Наиболее высокочастотные колебания скорости, имеющие очень малую амплитуду, могут быть отнесены на счет эффектов входа эритроцитов в капилляр и выхода из него. При средней скорости крови u_m и расстоянии между эритроцитами δ ожидаемая частота колебаний есть $f \sim u_m/\delta$ и по порядку величины может достигать 500 Гц. Однако амплитуда этих колебаний должна быть очень малой, поскольку вход одного эритроцита в капилляр сопровождается незначительным приростом гидравлического сопротивления [7]. Поскольку количество лейкоцитов примерно в 10^3 раз меньше, чем количество эритроцитов, то для одного капилляра ожидаемая частота актов «застривания» лейкоцита не превышает 0,5 Гц. Если, однако, оценить частоту колебаний в капилляре, обусловленных застреванием лейкоцитов во всех соседних капиллярах (их число достигает десятка и более), то с учетом сказанного выше она окажется на порядок больше и составит величину ~ 5 Гц.

Разумеется, есть и другие факторы, могущие быть причиной колебаний скорости крови в капилляре [5, 7, 8], но колебания с частотой порядка 10 Гц ими объяснить невозможно. Поэтому представляла бы интерес экспериментальная проверка предложенной здесь идеи.

Чтобы получить представление о колебаниях кровотока в одном капилляре, вызванных гидродинамическим взаимодействием капилляров ячейки, предположим, что те или иные факторы вызывают закупорку одного или нескольких капилляров, причем место закупорки периодически смешается вдоль подводящей



Фиг. 5

артериолы, так что зависимость $a_b(t)$ имеет пилообразный характер (фиг. 5, а). Кривые показывают изменения параметра Θ за период t в двух разных «капиллярах»: при $y = 0,3$ (кривые 1) и $y = 0,7$ (кривые 2). Расчеты проводились при $a_c = 0,2$, $\Lambda = 2,15$ (фиг. 5, б) и $a_c = 0,2$, $\Lambda = 10$ (фиг. 5, в). Средние участки кривых 1, 2 совпадают, поскольку Θ_b не зависит от y . Обращает на себя внимание сильно нелинейный характер трансформации колебаний $a_b(t)$ в колебания скорости по капилляру в месте наблюдения.

Рассмотренная модель не учитывает обратного влияния изменившихся параметров капиллярного кровотока на «застрение» клеток. В действительности же сразу после закупорки происходит повышение $p_a - p_v$ по всей системе. Поэтому обструкция либо сохранится (но уменьшится вероятность закрытия других капилляров), либо критическое для входа клетки усилие $(p_a - p_v)_{cr}$ будет пре-взойдено и через время, равное времени прохода лейкоцита по капилляру, все сосуды вернутся в исходное состояние. Эффект подъема перепада давления до $p_+ - p_-$ при всеобщем закрытии вызовет частичное открытие ячейки всегда, если $(p_a - p_v)_{cr} < p_+ - p_-$. В противном случае вся ячейка осталась бы закрытой. Но, принимая во внимание наличие сосудов соседних генераций и рассуждая аналогично, можно предположить (см. [1]), что $p_+ - p_-$ тогда также будет возрастать.

Таким образом, может иметь место простой гидродинамический механизм, способствующий поддержанию стабильного сопротивления капилляров. Если этот механизм оказывается неэффективным, так что, скажем, повышенные значения p_a сохраняются долго, то в поперечных артериолах должен проявиться эффект Бейлиса. Обусловленное им сужение просвета может привести к дополнительному подъему давления на входе в капилляры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Регирер С. А., Утушкина Н. С., Шадрина Н. Х. О течении крови в капиллярной сети мышцы//Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 6. С. 79—88.
2. Регирер С. А., Шадрина Н. Х. Течение крови в капиллярной ячейке мышцы. Двумерные эффекты//Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 5. С. 94—100.
3. Шадрина Н. Х., Шустова Н. Я., Мальцев Н. А. и др. Особенности топографии капилляров скелетной мышцы и обусловленная ими неоднородность кровотока//Медиц. биомеханика. Т. 2. Рига, 1986. С. 118—123.

4. Регирер С. А., Шадрина Н. Х. Гидродинамическое взаимодействие капилляров в сосудистом микромодуле скелетной мышцы//Отчет № 3734 Ин-та механики МГУ. 1988. 41 с.
5. Павловский Ю. Н., Регирер С. А., Скобелева И. М. Гидродинамика крови//Итоги науки. Гидромеханика. 1968. М., 1970. С. 5—96.
6. Кисляков Ю. Я., Левкович Ю. И., Шумилэва Т. Е., Вершинина Е. А. Колебания кровотока в микрососудах височной мышцы крыс//Физиол. журн. СССР. 1984. Т. 70. № 5. С. 673—680.
7. Fung Y. C. Blood flow in the capillary bed//J. Biomed. 1969. V. 2. № 4. P. 353—372.
8. Ragan D. M. S., Schmidt E. E., MacDonald I. C., Groom A. C. Spontaneous cyclic contractions of the capillary wall in vivo, impeding red cell flow: a quantitative analysis. Evidence for endothelial contractility//Microvasc. Res. 1988. V. 36. № 1. P. 13—30.

Москва,
Санкт-Петербург

Поступила в редакцию
13.XII.1991