

Remigiusz SZCZEPANOWSKI, Janusz MROCZKA

POLITECHNIKA WROCŁAWSKA

KATEDRA METROLOGII ELEKTRONICZNEJ I FOTONICZNEJ

Teoria rozproszenia światła na elipsoidach w modelowaniu optycznych właściwości krwi

Mgr inż. Remigiusz SZCZEPANOWSKI

Asystent w Katedrze Metrologii Elektronicznej i Fotonicznej na Wydziale Elektroniki Politechniki Wrocławskiej. Zajmuje się modelowaniem zjawiska rozproszenia wielokrotnego w medycynie.



Prof. dr hab. inż. Janusz MROCZKA

Kierownik Katedry Metrologii Elektronicznej i Fotonicznej na Wydziale Elektroniki Politechniki Wrocławskiej. Zajmuje się algorytmizacją problemu odwrotnego i jego aplikacją w pomiarach oraz analizą spektralną i polaryzacyjną promieniowania rozproszonego w układach dyspersyjnych gęstych.



Streszczenie

W pracy analizowano wpływ anizotropowych właściwości optycznych erytrocytów na wielokrotne rozproszenie światła. Parametry optyczne pojedynczych erytrocytów wyznaczono na podstawie aproksymacyjnego modelu rozproszenia światła na elipsoidzie obrotowej Rayleigha-Gansa i rozszerzonej teorii Lorenza-Mie dla elipsoid. Do opisu wielokrotnego rozproszenia światła zastosowano model Monte Carlo, który pozwala dokładnie uwzględnić związki fazowe rozchodzącej się fali świetlnej w pełnej krwi i asymetrię cząstki rozpraszającej. Na podstawie charakterystyk gęstości optycznej pełnej krwi stwierdzono istotny wpływ kształtu erytrocytów na wielokrotne rozproszenie światła.

Abstract

In the paper was analysed the influence of the anisotropic properties of the erythrocytes on the multiple light scattering. The optical parameters of the single erythrocytes were determined on the basis of Rayleigh-Gans approximation model of light scattering by ellipsoid of revolution and the extended Lorenz-Mie theory for ellipsoid. To describe multiple light scattering the Monte Carlo model was used, which takes into account the phase relation of the wave propagating in the whole blood and the anisotropic properties of scatters. The influence of ellipsoidal shape of the erythrocytes on the multiple light scattering was determined using the optical density characteristic.

Wprowadzenie

W optycznych pomiarach transmisyjnych pełnej krwi całkowita gęstość optyczna prześwietlanej warstwy OD_{tot} wynosi:

$$OD_{tot} = \log(T_{tot}^{-1}) = -\log(I/I_0), \quad (1)$$

gdzie: I natężenie światła wychodzącego a I_0 natężenie światła padającego. Całkowita transmitancja T_{tot} jest sumą transmitancji skolimowanej T_c i transmitancji rozproszonej T_{diff} [3,4]:

$$T_{tot} = I/I_0 = T_c + T_{diff}. \quad (2)$$

Transmitancja skolimowana T_c opisuje zmianę natężenia promieniowania fali świetlnej wzdłuż osi padania wiązki wskutek rozpraszania koherentnego i absorpcję na erytrocytach. Transmitancja T_{diff} jest związana z niekoherentnym rozproszeniem światła [2].

Ostatecznie mierząc OD_{tot} i dokonując przekształcenia odwrotnego z wykorzystaniem modelu wielokrotnego rozproszenia wyznacza się parametry hematologiczne pełnej krwi: hematokryt (Hct) oraz poziom utlenowania (SO_2). Transmitancja T_{tot} zależy od współczynnika rozproszeniowego μ_s oraz współczynnika absorpcji μ_a , które określają globalną zdolność środowiska pełnej krwi do rozpraszania i absorpcji. Współczynniki μ_s i μ_a bezpośrednio zależą od właściwości optycznych pojedynczych erytrocytów: przekroju czynnego na rozproszenie σ_s , przekroju czynnego na absorpcję σ_a , oraz parametru asymetrii g opisującego optyczne właściwości anizotropowe erytrocytu. Parametry optyczne pojedynczych erytrocytów wyznaczane są na drodze pomiaru transmitancji skolimowanej T_c oraz pomiarów natężenia światła rozproszonego pod różnymi kątami [3, 4]. Ze względu na złożoność takich pomiarów parametry optyczne pojedynczych erytrocytów obliczane są numerycznie na podstawie teorii pojedynczego rozproszenia światła lub aproksymacyjnych modeli rozproszenia. Zazwyczaj w modelach erytrocyt aproksymowany jest homogeniczną sferyczną cząstką a rozproszenie światła obliczane jest na podstawie teorii Lorenza-Mie [3, 4]. Jednak teoria Lorenza-Mie nie uwzględnia silnie anizotropowego kształtu erytrocytu i stąd zakres jej stosowalności dla krwi jest ograniczony [2], dlatego w modelach wielokrotnego rozproszenia zwykle parametr asymetrii cząstki g obliczany jest drogą aproksymacji [3]. Ograniczenie teorii Mie w estymacji parametru g erytrocytów potwierdzają badania związane z osmotycznym powiększaniem erytrocytów [5]. Ponieważ parametr asymetrii g odzwierciedla kątowy rozkład rozpraszanego światła, mniejsze wartości eksperymentalne parametru g w porównywaniu z teorią Mie oznaczają, że rzeczywiste erytrocyty rozpraszają światło przy większych kątach, aniżeli idealne sfery o tych samych objętościach [5]. Dlatego w pracy aproksymowano erytrocyt elipsoidą obrotową, która silniej rozpraszają światło również przy większych kątach rozproszenia. Do opisu pojedynczego rozproszenia światła na elipsoidzie zastosowano model aproksymacyjny Rayleigha-Gansa [6,7] oraz rozszerzoną teorię Lorenza-Mie [6, 8]. W pracy zbadano wpływ anizotropowości erytrocytów na całkowitą gęstość optyczną skończonych warstwy, kiedy podczas propagacji światła dodatkowo zachodzi zjawisko rozproszenia wielokrotnego. Całkowitą gęstość optyczną OD_{tot} pełnej krwi numerycznie obliczono na podstawie modelu Monte Carlo [9]. W modelu Monte Carlo poprzez analizę trajektorii poszczególnych fotonów i ustalanie kierunków rozproszenia na podstawie funkcji fazowej $p(\theta)$ dokładnie uwzględnia się związki fazowe pomiędzy falą padającą a rozpraszaną. Dodatkowo model pozwala uzmiennić parametr asymetrii cząstki rozpraszającej g .

Zjawisko rozproszenia światła we krwi

Pełna krew (nierozcieńczona i niezhemolizowana) jest układem dyspersyjnym, w którym fazą rozproszoną są erythrocyty, a ośrodkiem dyspersyjnym osocze [1]. Strumień światła przechodząc przez taki układ dyspersyjny ulega rozproszeniu i absorpcji. Zjawisko rozproszenia światła wynika z nieciągłości współczynnika refrakcji światła na granicy erythrocyt-osocze [1]. Erythrocyty są również centrami absorpcji, ponieważ zawarta w nich hemoglobina pochłania światło w zakresie fal widzialnych i podczerwieni. Podczas optycznych pomiarów pełnej krwi zachodzi dodatkowo zjawisko wielokrotnego rozproszenia światła, pod wpływem którego rozchodzące się w warstwie krwi światło zmienia swój kierunek, ulega kolejnym rozproszeniom i tylko jego część dociera do detektora [3]. Ze względu na swoją morfologię erythrocyt można zamodelować jako cząstkę optycznie homogeniczną [10]. Zespolony współczynnik refrakcji erythrocytów N_1 jest dany zależnością:

$$N_1 = n + i \cdot k, \quad (3)$$

gdzie n część rzeczywista a k część urojona współczynnika refrakcji erythrocytu [10]. Rzeczywista część współczynnika refrakcji n silnie zależy od zawartości hemoglobiny w erythrocycie:

$$n = n_0 + \alpha \cdot \text{HC}, \quad (4)$$

gdzie n_0 współczynnik refrakcji przy braku obecności hemoglobiny w erythrocycie, α stała przyrostu współczynnika refrakcji, HC stężenie hemoglobiny w erythrocycie. Wartość współczynnika przyrostu α i refrakcji n_0 jest stała i wynosi odpowiednio $\alpha=0,0019$ [dL/g] i $n_0=1,335$ [10]. Korzystając z prawa Lamberta-Beera urojoną część współczynnika refrakcji k obliczono na podstawie wyrażenia:

$$k = \frac{\ln 10}{\pi M} \lambda \varepsilon_{\mu M} \cdot \text{HC}, \quad (5)$$

gdzie: M jest masą cząsteczkową hemoglobiny (66500 g/M), λ długością padającej fali, $\varepsilon_{\mu M}$ molowym współczynnikiem estynkcji hemoglobiny zależnym od długości fali λ wyrażonym w [cm²/μM] [10]. Zespolony względny współczynnik refrakcji m krwi pełnej wyraża się zależnością:

$$m = N_1 / N = m' + im'', \quad (6)$$

gdzie: N zespolony współczynnik refrakcji ośrodka dyspersyjnego (osocze, płynu fizjologicznego). Przyjęto, że erythrocyty zawieszone są w roztworze solanki buforowanej fosforanem + PVP o współczynniku refrakcji $N=1,345$ [11]. Wartości względnego współczynnika refrakcji pełnej krwi m obliczono dla typowych długości fali stosowanych w pomiarach optycznych 660 i 813 [nm] (tabela nr 1). Część urojoną k obliczono na podstawie zmierzonych wartości molowych współczynników estynkcji hemoglobiny utlenowanej ε_0 i nieutlenowanej ε_r [3], stężenie hemoglobiny w erythrocycie $\text{HC}=30$ [g/dL].

Tabela nr 1. Względny współczynnik refrakcji m pełnej krwi

λ [nm]	ε_0 [cm ² /μM]	ε_r [cm ² /μM]	m'	m''_0 ($\times 10^{-4}$)	m''_r ($\times 10^{-4}$)
660	0.147	0.717	1.035	0.239	1.163
813	0.245	0.315	1.035	0.490	0.630

Model optyczny pełnej krwi

Właściwości optyczne pełnej krwi opisują współczynnik rozproszeniowy μ_s oraz współczynnik μ_a . Współczynnik μ_s zależy od wielkości erythrocytu, jego kształtu oraz od koncentracji i wynosi [3,4]:

$$\mu_s = H\sigma_s(1-H)/V_0, \quad (7)$$

gdzie: H hematokryt, V_0 objętość erythrocytu. Wskutek anizotropowości erythrocytów współczynnik rozproszenia pełnej krwi wynosi [3,4]:

$$\mu'_s = \mu_s(1-g), \quad (8)$$

gdzie: μ'_s jest tzw. transportowym współczynnikiem rozproszenia, g jest parametrem asymetrii cząstki. Współczynnik absorpcji μ_a pełnej krwi uwzględniający saturację tlenową erythrocytu (SaO_2) wynosi:

$$\mu_a = H[\sigma_{ao}\text{SO}_2 + \sigma_{ao}(1-\text{SO}_2)]/V_0, \quad (9)$$

gdzie: σ_{ar} absorpcyjny przekrój czynny erythrocytu całkowicie nieutlenowanej hemoglobiny i σ_{ao} absorpcyjny przekrój czynny całkowicie utlenowanej hemoglobiny [3,4]. Ogólne parametry optyczne erythrocytu σ_{ext} , σ_s i σ_a są zdefiniowane następująco [7, 12]:

$$\sigma_{ext} = \frac{4\pi}{k^2} \text{Re}\{S(0^0)\}, \quad \sigma_s = \frac{\pi}{k^2} \int_0^\pi \{ |S_1(\theta)|^2 + |S_2(\theta)|^2 \} \sin\theta d\theta, \quad \sigma_a = \sigma_{ext} - \sigma_s, \quad (10)$$

gdzie $S(\theta)$ jest amplitudową funkcją rozproszeniową, $k=2\pi N/\lambda$ jest liczbą falową, a λ długość padającej fali. Parametr asymetrii cząstki g osiowosymetrycznej jest niezależny od polaryzacji padającej fali i wynosi:

$$g = (1/k^2\sigma_s)\pi \int_0^\pi (|S_1|^2 + |S_2|^2) \cos\theta d\theta. \quad (11)$$

Kątowy rozkład natężenia światła rozproszonego wokół cząstki opisuje funkcja fazowa $p(\theta)=p_{11}$:

$$p_{11} = \frac{4\pi}{k^2\sigma_s} S_{11}, \quad S_{11} = \frac{1}{2} (|S_1|^2 + |S_2|^2), \quad (12)$$

spełniając warunek normalizacyjny taki, że $\int_{-1}^1 P_{11}(\cos\theta) d\Omega / 4\pi = 1$.

Model optyczny erythrocytu sferycznego – teoria Lorenza-Mie

Parametry optyczne erythrocytów sferycznych wyznaczane są na podstawie teorii Lorenza-Mie. Parametr wielkości erythrocytu sferycznego $x=ka$. Istotą teorii jest rozwiązanie równań Maxwella dla przypadku przechodzenia fali elektromagnetycznej przez obszar niejednorodności układu dyspersyjnego w postaci sfer [7,12]. Rozchodząca się wokół cząstki sferycznej fala elektromagnetyczna opisywana jest za pomocą amplitudowych funkcji rozproszeniowych S_1 i S_2 :

$$(13, 14)$$

$$S_2 = \sum_{n=1}^{\infty} D_{1n} [\pi_n(\cos\theta)a_n + \tau_n(\cos\theta)b_n], \quad S_1 = \sum_{n=1}^{\infty} D_{1n} [\tau_n(\cos\theta)a_n + \pi_n(\cos\theta)b_n]$$

gdzie $\pi_n(\cos\theta)$ i $\tau_n(\cos\theta)$ są wielomianami Legendre'a, D_{1n} współczynnikiem normalizacji, a_n i b_n współczynniki rozwinięcia Mie pola rozproszonego. Przekrój czynny na estynckę σ_{ext} i na rozproszenie σ_s wynosi:

$$\sigma_{ext} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \text{Re}\{a_n + b_n\}, \quad \sigma_s = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \quad (15)$$

gdzie k liczba falowa. Parametr asymetrii cząstki g cząstki sferycznej jest niezależny od polaryzacji padającej fali [7, 12]:

$$g = \frac{4\pi}{\sigma_s k^2} \left[\sum_{n=1}^{\infty} \frac{n(n+2)}{n+1} \text{Re}\{a_n a_{n+1}^* + b_n b_{n+1}^*\} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \text{Re}\{a_n b_n^*\} \right] \quad (16)$$

Wartości parametrów erythrocytów sferycznych oraz współczynników pełnej krwi obliczono dla objętości erythrocytu $V_0=90[\mu\text{m}^3]$, stężenie hemoglobiny $\text{HC}=30$ [g/dL], wartość hematokrytu krwi $H=44$, oraz saturacji tlenowej $\text{SO}_2=0$ i 100 [%] (tabela nr 2).

Tabela nr 2. Parametry optyczne pełnej krwi na podstawie teorii Lorenza-Mie

λ [nm]	σ_s [μm^2]	σ_{s0} [μm^2]	σ_{sR} [μm^2]	g	μ_s [mm^{-1}]	μ'_s [mm^{-1}]	μ_{s0} [mm^{-1}]	μ_{sR} [mm^{-1}]
660	54.72	0.059	0.284	0.9952	149.81	0.719	0.288	1.388
813	40.62	0.098	0.125	0.9939	111.21	0.667	0.475	0.611

* różnice w wartościach σ , dla utlenowanej i nieutlenowanej hemoglobiny pomijalnie małe

Model optyczny erythrocytu elipsoidalnego w aproksymacyjnym modelu Rayleigha-Gansa

Model Rayleigha-Gansa jest stosowany dla cząstekek „optycznie miękkich” |m-1| << [6, 7]. Dla światła dowolnie spolaryzowanego pod kątem θ amplitudowe funkcje rozproszeniowe S_1 i S_2 rozchodzącej się wokół cząstki sferycznej wynoszą:

$$S_1(\theta) = (2/3)ik^3a^3(m-1)G(u), \quad S_2(\theta) = (2/3)ik^3a^3(m-1)G(u)\cos(\theta), \quad (17)$$

$$G(u) = \frac{3}{u^2}(\sin u - u \cos u), \quad u = 2kB \sin\left(\frac{1}{2}\theta\right), \quad (18, 19)$$

gdzie: B wyraża promień sfery [7]. Przekrój czynny na rozproszenie σ_s i na absorpcję σ_a cząstki sferycznej wynosi: (20)

$$\sigma_s = \pi|m-1|^2 \frac{4}{9} k^3 a^6 \int_0^\pi G^2(2kB \sin \frac{1}{2}\theta) \cdot (1 + \cos^2 \theta) \sin \theta d\theta, \quad \sigma_a = -\pi a^3 \frac{8k}{3} \text{Im}(m^2 - 1)$$

Jeśli elipsoidę o równaniu $x^2/(av^2) + y^2/a^2 + z^2/a^2 = 1$, gdzie a jest połową osi elipsoidy obrotowej, a v jest współczynnikiem kształtu elipsoidy zastąpimy, sferą, taką, że $V_e = vV_s$, $A'_e = hA'_s$, $B'_e = \xi B_s$, gdzie h stosunek promieni, ξ stosunek grubości warstw sfery do warstw elipsoidy ξ , to zespoloną rozproszeniową funkcję $G(u)$ można określić dla elipsoidy. Stosunek ξ grubości elipsoidy do sfery wynosi $\xi = (\cos^2 \Psi + v \sin^2 \Psi)^{1/2}$ gdzie Ψ jest kątem azymutalnym pomiędzy osią x a sieczną elipsoidy. Ostatecznie natężenie światła rozproszonego $I_e(\theta)$ wokół elipsoidy wynosi [6]:

$$I_e(\theta) = I_s(\theta)(V_e/V_s)^2. \quad (21)$$

Stąd, aby uzyskać natężenie światła rozproszonego na elipsoidzie wartość $I_s(\theta)$ jest przemnożona przez współczynnik korekcyjny v/ξ^6 . Podobnej korekcji poddane są amplitudowe funkcje rozproszeniowe S_1 i S_2 . Parametry optyczne oraz funkcja fazowa elipsoidy (symbolicznie oznaczone jako $\bar{\sigma}$ zależne są od kąta biegunowego Ψ i dla zbioru losowo zorientowanych elipsoid wyznaczane są przez scałkowanie wszystkich wartości $\sigma(\Psi)$ odpowiadających położeniom elipsoidy względem osi symetrii [6]:

$$\bar{\sigma} = \int_0^{\pi/2} \sigma(\Psi) \sin \Psi d\Psi \quad (22)$$

W celu uzyskania zbieżnych wyników parametrów optycznych elipsoidy ustalana jest odpowiednio duża liczba iteracji odpowiadających założonym orientacjom elipsoidy. W tabeli nr 3 umieszczono obliczone wartości parametrów pojedynczych erythrocytów oraz współczynników pełnej krwi. Parametry krwi jak dla teorii Lorenza-Mie. Dla elipsoidy spłaszczonej założony współczynnik kształtu $v=1/4$, a dla elipsoidy wydłużonej $v=4$. Na rys. 1 przedstawiono funkcje fazowe erythrocytów elipsoidalnych.

Tabela nr 3. Parametry optyczne pełnej krwi - model Rayleigha-Gansa

v	λ [nm]	σ_s [μm^2]	σ_{s0} [μm^2]	σ_{sR} [μm^2]	g	μ_s [mm^{-1}]	μ'_s [mm^{-1}]	μ_{s0} [mm^{-1}]	μ_{sR} [mm^{-1}]
1	660	75.12	0.0570	0.2770	0.9968	205.66	0.656	0.279	1.356
	813	49.43	0.0949	0.1220	0.9954	135.34	0.623	0.463	0.597
1/4	660	63.34	0.0570	0.2774	0.9952	173.63	0.834	0.279	1.356
	813	41.71	0.0949	0.1221	0.9931	114.19	0.785	0.464	0.597
4	660	64.34	0.0570	0.2775	0.9956	176.15	0.782	0.279	1.356
	813	42.31	0.0949	0.1220	0.9936	115.85	0.738	0.464	0.597

* różnice w wartościach σ , dla utlenowanej i nieutlenowanej hemoglobiny pomijalnie małe

Model optyczny erythrocytu elipsoidalnego w rozszerzonej teorii Lorenza-Mie

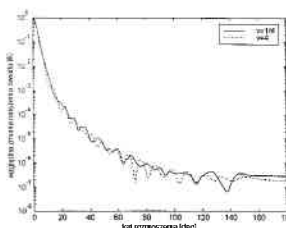
Parametry optyczne erythrocytu elipsoidalnego wyznaczono na

podstawie rozszerzonej teorii Lorenza-Mie [6, 8]. Rozszerzona teoria Lorenza-Mie jest hybrydowym modelem pojedynczego rozproszenia na elipsoidach obrotowych, w którym parametry optyczne elipsoid oblicza się posługując się „czystą” teorią Lorenza-Mie [7, 12] przyjmując założenia modelu Rayleigha – Gansa dla transformacji właściwości elipsoidy do właściwości sfery. Model był z powodzeniem testowany dla cząstek „optycznie miękkich” ($m=1,05$) w zakresie objętości $0,1..100 \mu\text{m}^3$ [6, 8]. W modelu amplitudowe funkcje rozproszenia S_1 i S_2 w rozszerzonym modelu Lorenza-Mie są uzyskiwane dla ekwiwalentnej sfery o promieniu $a\xi$, a następnie przemnażane przez współczynnik korekcyjny v/ξ^6 . Parametry optyczne $\bar{\sigma}$ obliczane są dla zbioru losowo zorientowanych elipsoid przez uśrednienie wszystkich orientacji sferydy. W tabeli nr 4 przedstawiono obliczone parametry krwi dla elipsoidy spłaszczonej współczynnik kształtu $v=1/4$ a dla elipsoidy wydłużonej $v=4$ (pozostałe warunki j.w.) Na rys.2 przedstawiono funkcje fazowe erythrocytów elipsoidalnych.

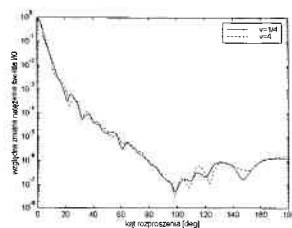
Tabela nr 4. Parametry optyczne pełnej krwi – rozszerzona teoria Lorenza-Mie

v	λ [nm]	σ_s [μm^2]	σ_{s0} [μm^2]	σ_{sR} [μm^2]	g	μ_s [mm^{-1}]	μ'_s [mm^{-1}]	μ_{s0} [mm^{-1}]	μ_{sR} [mm^{-1}]
1/4	660	44.87	0.0588	0.2848	0.9927	122.84	0.903	0.287	1.392
	813	33.34	0.0977	0.1255	0.9908	91.26	0.843	0.477	0.614
4	660	47.11	0.0588	0.2848	0.9934	123.79	0.845	0.287	1.393
	813	37.80	0.0977	0.1255	0.9916	94.31	0.795	0.478	0.614

* różnice w wartościach σ , dla utlenowanej i nieutlenowanej hemoglobiny pomijalnie małe



Rys.1. Funkcja fazowa erythrocytu elipsoidalnego – model aproksymacyjny Rayleigha-Gansa; $\lambda=660$ [nm].



Rys.2. Funkcja fazowa erythrocytu elipsoidalnego – rozszerzona teoria Lorenza-Mie; $\lambda=660$ [nm].

Model Monte Carlo wielokrotnego rozproszenia światła w pełnej krwi

W modelu Monte Carlo numerycznie obliczana jest propagacja strumienia światła w pełnej krwi. Transmitowany strumień światła ulega dekompozycji na pojedyncze wiązki

światła zwane fotonami, które oddziałują z fazą rozproszonej-erythrocytami. Fotony są przesyłane w medium, aż do momentu opuszczenia próbki lub ostatecznego rozproszenia, bądź absorpcji w erythrocycie. Wartość OD_{tot} obliczana jest na podstawie „historii fotonów” tj. kierunków jego propagacji wewnątrz i na zewnątrz medium, zdarzeń jakie spotkał na swojej drodze foton, reprezentacji na detektorze [9]. Rozkład prawdopodobieństwa danego zdarzenia fotonu odpowiada ściśle jego właściwościom fizycznym. Każdy foton pokonuje w pełnej krwi średnią swobodną drogę l/μ_t , gdzie μ_t jest współczynnikiem estynkcji pełnej krwi tj. $\mu_t = \mu_s + \mu_a$. Droga l pokonywana przez foton jest określana na podstawie liczb losowych N_{rand} i wynosi:

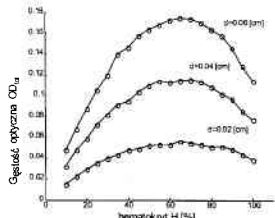
$$l = -(\ln N_{rand}) / \mu_t. \quad (23)$$

Prawdopodobieństwo zdarzenia, w którym foton został zaabsorbowany lub rozproszony opisuje parametr albedo $a = \mu_s / (\mu_s + \mu_a)$. Nowy kąt rozproszenia θ' , ϕ' fotonu jest określany na podstawie funkcji fazowej $p(\theta, \phi)$ i liczby losowej N_{rand} :

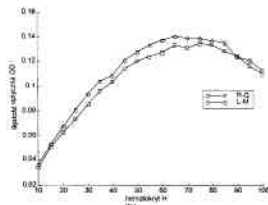
$$\phi' = 2\pi \cdot N_{rand}, \quad N_{rand} = \int_0^{\theta'} p(\theta'') d\Omega(\theta'') / \int_0^\pi p(\theta'') d\Omega(\theta''). \quad (28)$$

W ośrodku, w którym funkcja rozproszeniowa jest anizotropowa,

długość drogi optycznej fotonu jest znacznie dłuższa, dlatego uwzględniając anizotropowość erytrocytów (parametr asymetrii g) współczynnik μ_s zastąpiono transportowym współczynnikiem rozproszenia μ'_s . Stąd „poprawiony” współczynnik estynkcji μ'_t dla próbki krwi wynosi odpowiednio $\mu'_t = \mu'_s + \mu_a$. Na rys. 3 przedstawiono wyniki gęstości optycznej w funkcji hematokrytu dla trzech dróg optycznych dla długości fali 660 [nm], parametry dla sfer μ_s , μ'_s i μ_a zamieszczono w tabeli nr 2. Dla każdego punktu pomiarowego wyemitowano 20.000 fotonów. Założono równe, prostokątne powierzchnie aktywne detektora i źródła światła, saturacja erytrocytów tlenem wyniosła 100[%].



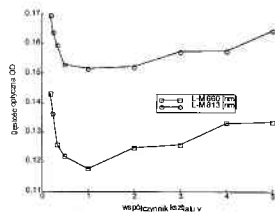
Rys.3. Gęstość optyczna pełnej krwi w funkcji hematokrytu dla trzech różnych dróg optycznych erytrocytów aproksymowany sferą; $\lambda=660$ [nm]



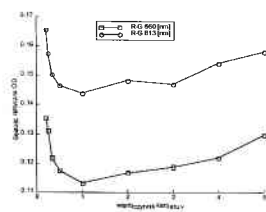
Rys.4. Gęstość optyczna pełnej krwi w funkcji hematokrytu – model Rayleigha-Gansa ($v=1$), rozszerzona teoria Lorenza-Mie ($v=1$); droga optyczna $d=0,4$ mm;

Wpływ anizotropowości erytrocytów na wielokrotne światła w pełnej krwi

Wpływ anizotropowości erytrocytów na wielokrotne rozproszenie światła określono na podstawie gęstości optycznej w funkcji kształtu elipsoidy obrotowej v . Współczynnik v zmieniał się w zakresie $v=0,2-5,0$ dla stałej objętości erytrocytu $V_0=90[\mu\text{m}^3]$. Wymiary elipsoidy wyznaczono na podstawie objętości sferoidy $V=(4/3)\pi a^3 v$. Parametry optyczne pojedynczych erytrocytów wyznaczono za pomocą aproksymacyjnego modelu Rayleigha-Gansa i rozszerzonej teorii Lorenza-Mie. Dla każdego punktu pomiarowego wyemitowano 20.000 fotonów. Modele porównano ze sobą dla erytrocytu sferycznego ($v=1$) obliczając numerycznie gęstość optyczną OD_{tot} w funkcji hematokrytu. Założono równe, prostokątne powierzchnie aktywne detektora i źródła światła, saturacja erytrocytów tlenem wyniosła 0 [%].



Rys.5. Gęstość optyczna pełnej krwi w funkcji kształtu erytrocytu elipsoidalnego – rozszerzona teoria Lorenza-Mie; droga optyczna $d=0,4$ mm



Rys.6. Gęstość optyczna pełnej krwi w funkcji kształtu erytrocytu elipsoidalnego – model Rayleigha-Gansa; droga optyczna $d=0,4$ mm

Gęstość optyczna badano dla stałej wartości hematokrytu $H=0,44$ zmieniając współczynnik kształtu erytrocytu (rys. 5,6). Przykładowo dla modelu Rayleigha-Gansa dla długości fali 660 [nm] przy maksymalnym współczynniku kształtu v gęstość optyczna w stosunku do erytrocytu sferycznego odbiega o +19,74 [%] dla $v=0,2$ i o wartość +14,76 [%] dla $v=5,0$. Dla modelu Lorenza-Mie dla długości fali 660 [nm] dla maksymalnych współczynników kształtu v gęstość optyczna w stosunku do erytrocytu sferycznego odbiega o +21,61 [%] dla $v=0,2$, o wartość +13,57 [%] dla $v=5$.

Wnioski

W pracy przebadano wpływ anizotropowych właściwości optycz-

nych erytrocytu na wielokrotne rozproszenie światła. Parametry optyczne pełnej krwi obliczono na podstawie aproksymacyjnych modeli pojedynczego rozproszenia na elipsoidach obrotowych, które „wierniej” odtwarzają anizotropowy charakter erytrocytów. W badaniach symulacyjnych na podstawie gęstości optycznej stwierdzono istotny wpływ kształtu erytrocytów na wielokrotne rozproszenie. Dla ustalonych wartości hematokrytu gęstość optyczna w modelu Rayleigha-Gansa i Lorenza-Mie dla maksymalnych współczynników kształtu v odbiega o około 20 [%] dla elipsoidy spłaszczonej, natomiast dla elipsoidy wydłużonej około 14 [%] w stosunku do erytrocytów sferoidalnych, co ma istotne znaczenie w optycznych pomiarach transmisyjnych *in vitro* pełnej krwi. Dlatego w przypadku transmisyjnych pomiarów *in vitro* pełnej krwi należy dokładnie „skalibrować” kształt erytrocytów i ustalić jednorodną orientację komórek wymuszając odpowiednią prędkość przepływu pełnej krwi. Wielokrotne rozproszenie światła w pełnej krwi zamodelowano za pomocą modelu Monte Carlo. W modelu tym dokładnie przybliża się transmitancję T_{diff} (rozproszenie niekoherentne) uwzględniając ściśle związki fazowe rozchodzącej się fali świetlnej w trakcie analizy trajektorii poszczególnych fotonów a przez zastosowanie transportowego współczynnika μ'_s anizotropowe właściwości erytrocytu. Liczba fotonów generowana przez źródło powinna być wystarczająco duża, aby spełnić warunki statystyczne do symulacji wielokrotnego rozproszenia [8], dlatego niedogodnością takiego modelu jest stosunkowo długi czas obliczeń.

Literatura

- [1] R.Szczepanowski, J. Mroczka, Wpływ właściwości fizycznych erytrocytów na zjawisko rozpraszania światła, IV Szkoła-Konferencja MWK'99, T.2, 1999, 435-440
- [2] H.H. Lipowsky, S. Usami, S. Chien., Hematocrit determination in small bore tubes from optical density measurements under white light illumination, *Microvasc. Res.* vol. 20., 1980, 51-70
- [3] J.M. Steinke, A.P. Shepherd, Diffusion model of the optical absorbance of whole blood, *J. Opt. Soc. Am.* vol. 5, (6), 1988, 813-822
- [4] L. Reynolds, C. Johnson, A. Ishimaru, Diffuse reflectance from a finite blood medium: applications to the modeling of fiber catheters, *Applied Optics*, vol. 15 No.9, 1976, 2059-2067
- [5] J. Steinke, A. Shpeherd, Comparison of Mie theory and the light scattering of red blood cells, *Applied Optics*, vol.27, 1988, 4027-4033
- [6] P. Latimer, Light scattering by ellipsoids, *J. Colloid Interface Sci.*, vol.39, 1972, 103-109
- [7] H.C. van de Hulst, Light scattering by small particles, Wiley, NY, 1957
- [8] P. Latimer, Predicted scattering by spheroids: comparison of approximate and exact methods, *App. Optics*, vol.19, 1980, 3039-3041
- [9] T. Griasole, H. Bultynck, G. Gouesbet, G. Grehan, F. Le Meur, J.N. Le Toulouzan, J. Mroczka, D. Wysoczański, C. Rose, K.F. Ren, D. Wysoczański, Cylindrical fibre orination analysis by light scattering. Part I: numerical aspects, *Part. Part. Syst. Charact.*, vol.14, 1997, 163-174
- [10] D.H. Tycko, M.H. Metz, E.A. Epstein, A. Grinbaum, Flow-cytometric light scattering measurements of red blood cell volume and hemoglobin concentration, *App. Opt.*, vol.24, 1985, 1355-1365
- [11] G. Streckstra, A.G. Hoekstra, E.J. Nijhof, R. Heethaar, Light scattering by red blood cells in ektacytometry: Fraunhofer vs anomalous diffraction, *App. Opt.*, vol.32, 1983, 2266-2272
- [12] C.F. Bohren, Absorption and scattering of light by small particles, Wiley, NY, 1983