ISSN 1846-6168
UDK 62

MODELIRANJE PODPOVRŠINSKOG RASPRŠENJA FOTONA U PAPIRU *MONTE CARLO* SIMULACIJOM

MODELLING OF SUBSURFACE PHOTON SCATTERING IN PAPER BY MONTE CARLO SIMULATION

Damir Modrić, Katja Petric Maretić, Katarina Itrić

Pregledni rad

Sažetak: *Modeliranje podpovršinskog raspršenja fotona pomoću Monte Carlo metode temelji se na nasumičnom generiranju uzoraka iz raspodjele vjerojatnosti koja opisuje udaljenosti koje foton prijeđe između dva događaja i kutova raspršenja. Pritom se gibanje fotona prikazuje propagacijom fotonskog paketa gdje se više ekvivalentnih fotona simultano propagira duž nekog puta. Put koji fotonski paket prijeđe između dvije interakcije je neuniformno raspodijeljena varijabla koja se iz uniformno raspodijeljene nasumične varijable dobiva s pomoću tehnike mapiranja. Fotonski paket lansira se kroz graničnu površinu u medij, pri čemu se putanja fotona određuje računanjem sukcesivnih raspršenja i apsorpcija unutar pojedinog sloja. Ovaj teorijski model računat je računalnim matematičkim programom u Mathcadu 11. Model omogućuje izračun lateralnog raspršenja svjetlosti u papiru, što omogućuje precizniji opis dot gaina.*

Ključne riječi*: fotonski paket, Monte Carlo metoda, podpovršinsko raspršenje fotona*

Review article

Abstract*: Modelling of subsurface scattering of photons using Monte Carlo method is based on random generation of samples from the probability distribution that describes the distance that the photon travels between two events (scattering and /or absorption) and scattering angles . The motion of photons is described by the propagation of photon packages where many equivalent photons simultaneously propagate along a path. The path that the photon package crosses between the two interactions is inconsistently distributed variable obtained from uniformly distributed random variable using mapping techniques. The photon package is orthogonally launched through the border surface of medium in which the path is determined by the successive photon scattering and absorption within each layer. This theoretical model was calculated by mathematical computer program in Mathcad 11. The model enables the calculation of lateral scattering of light in the paper, which allows a more precise description of the dot gain.*

Key words*: photon package, Monte Carlo method, subsurface scattering of photons*

1. UVOD

Interakcija svjetlosti s papirom kao podlogom složen je i višeslojan proces. Dio svjetlosti koja upada na površinu papira zrcalno se reflektira s površine, no dio svjetlosti uđe u papir gdje dolazi do apsorpcije ili raspršenja fotona. Rezolucija i reprodukcija tona karakterističnih za sve grafičke proizvode na papiru uvjetovane su načinom na koji se svjetlost raspršuje u papiru. Za slike ostvarene tehnikom rasteriranja, raspršenje svjetlosti odgovorno je za optički prirast rastertonske vrijednosti (optički dot gain). Podpovršinsko raspršenje fotona ovdje se razmatra u sklopu Monte Carlo metode. Ona se temelji na nasumičnom generiranju uzoraka iz raspodjele vjerojatnosti varijabli, i na tehnici mapiranja, da bi se pomoću uniformno raspodijeljenih nasumičnih brojeva reprezentirale varijable kao što je veličina koraka ili veličina kuta zakretanja.

2. UZIMANJE NASUMIČNIH UZORAKA

Neka je x nasumična varijabla potrebna za Monte Carlo simulaciju prostiranja svjetlosti u papiru, te predstavlja promjenjivu veličinu koraka fotona između dva događaja (raspršenja ili apsorpcije), ili pak kut raspršenja. Postoji funkcija gustoće *p(x),* definirana za $x \in [a,b]$ takva da je:

$$\int_a^b p(x)dx \equiv 1 \tag{1}$$

Iz izraza je vidljivo da je funkcija *p(x)* normirana. Da bi se simulirala propagacija fotona u supstratu, trebalo bi odabrati vrijednost varijable x nasumično više puta pomoću pseudo nasumičnog generatora brojeva.

Upotrebom generatora slučajnih brojeva može se dobiti broj ζ u intervalu [0,1]. Kumulativna funkcija raspodjele ove uniformno distribuirane varijable je:

$$F_\zeta(\zeta) = \begin{cases} 0 \text{ ako} & \zeta \le 0 \\ \zeta \text{ ako} & 0 < \zeta < 1 \\ 1 \text{ ako} & \zeta > 1 \end{cases} \tag{2}$$

Da bi se odredile vrijednosti općenito neuniformno distribuirane funkcije gustoće *p(* ζ *)*, pretpostavlja se [1] postojanje nepadajuće funkcije $x = F_\zeta(\zeta)$ koja mapira $\zeta \in [0,1]$ u $x \in [a,b]$.

Ideja Monte Carlo odabira x pomoću ζ leži u mogućnosti izjednačavanja vjerojatnosti da je ζ u intervalu $[0, \zeta_1]$ s vjerojatnošću da se x nalazi u intervalu $[a, x_1]$.

To vodi prema sljedećim vjerojatnostima *P*:

$$P\{ f(0) < \zeta \le f(x_1)\} = P\{0 < \zeta \le \zeta_1\} \tag{3}$$

$$P\{a < x \le x_1\} = P\{0 < \zeta \le \zeta_1\} \tag{4}$$

Prema definiciji funkcije kumulativne raspodjele gornja jednadžba (4) može se zamijeniti jednadžbom funkcije kumulativne raspodjele:

$$F_x(x_1) = F_\zeta(\zeta_1) \tag{5}$$

Kako je

$$F_x(x_1) = \int_a^{x_1} p(x)dx \tag{6}$$

to je i odgovarajuća funkcija raspodjele:

$$F_\zeta(\zeta_1) = \int_a^{\zeta_1} p(\zeta)d\zeta = \zeta_1 \quad \text{za} \quad 0 \le \zeta_1 \le 1 \tag{7}$$

Na sličan način dobiva se komplementarna jednadžba jednadžbi 7:

$$F_\zeta(\zeta_1) = \int_a^{\zeta_1} p(\zeta)d\zeta = 1 - \zeta_1 \quad \text{za} \quad 0 \le \zeta_1 \le 1 \tag{8}$$

Pošto $(1-\zeta_1)$ i ζ_1 imaju istu raspodjelu, mogu zamijeniti mjesta, što znači da su jednadžbe (7) i (8) ekvivalentne.

2.1. Transport svjetlosti kroz supstrat

Ovo poglavlje opisuje pravila koja vrijede prilikom propagacije fotona u sklopu Monte Carlo metode primijenjene na papir. Pristup problemu baziran je na radu Phral i dr.[2], samo što se u ovom radu uzimaju premaz i osnova kao dva različita dobro definirana sloja. Pritom se iz računa isključuje refleksija ili lom svjetlosti na granici slojeva te se uzima da se mijenjaju samo lokalni uvjeti apsorpcije i raspršenja. Nadalje, faza i polarizacija paketa su zanemarive zbog efekta višestrukog raspršenja energije paketa u mediju, uz pretpostavku da su optička svojstva uniformna u jedinici volumena promatranog medija.

Tehnika je razvijena na temelju raspodjele vjerojatnosti koja opisuje udaljenosti koje foton prijeđe između dva događaja (raspršenje i/ili apsorpcija) i kutove raspršenja.

Za poboljšanje efikasnosti Monte Carlo simulacije koristi se jednostavna tehnika redukcije varijance. Ta tehnika omogućuje da se mnogo ekvivalentnih fotona propagira kao paket simultano duž nekog puta. Svakom fotonskom paketu pridružena je neka statistička težina W jednaka jedinici.

2.2. Određivanje veličine koraka fotona

Veličina koraka fotonskog paketa ***s*** je onaj put koji prolazi paket između dvije interakcije (događaja) sa supstratom i ovdje se tretira kao varijabla, pri čemu korak poprima vrijednosti iz intervala $s \in [0, \infty)$. Veličina koraka je obrnuto proporcionalna ukupnoj atenuaciji [2], σ_t :

$$s > \frac{1}{\sigma_a + \sigma_s} \tag{9}$$

Prema definiciji koeficijenta interakcije $\boldsymbol{\sigma_t}$, vjerojatnost za interakciju u intervalu $(s_1, s_1 + ds_1)$ je $\mu_t ds_1$. To znači da intenzitet svjetlosti *I* koja nije interagirala s medijem pada u intervalu ds_1 :

$$\frac{dI(s_1)}{ds_1} = -\sigma_t I(s_1) \tag{10}$$

Funkcija gustoće vjerojatnosti veličine koraka[3] je:

$$P(s)ds = \frac{\text{gubitak intenziteta u } ds}{\text{ukupan gubitak intenziteta}} = \\ = \frac{\sigma_t I(s=0)e^{-\sigma_t s}ds}{\int_0^\infty \sigma_t I(s=0)e^{-\sigma_t s}ds} \tag{11}$$

Primjenom tehnike mapiranja dobiva se

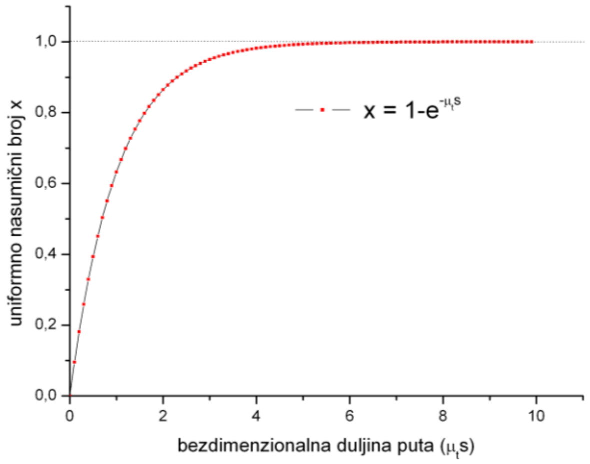
$$s = -\frac{\ln(1-\zeta)}{\sigma_t} \qquad (12)$$

gdje je ζ nasumičan broj, uniformno raspodijeljen u intervalu [0,1]. Kako je ζ simetrično oko 0.5, veličina koraka izražena pomoću nasumično odabranog broja je:

$$s = -\frac{\ln \zeta}{\sigma_t} \qquad (13)$$

Određivanje veličine koraka može se ilustrirati slikom 1. Raspodjela veličine koraka dobiva se tehnikom mapiranja. Ukupan put koji pojedinačan paket prijeđe jednak je sumi svih koraka prije no što paket napusti medij, a vrijeme potrebno za to obrnuto je proporcionalno indeksu loma sredstva *n*.

Ovakvim pristupom osigurava se da fotonska putanja bude proporcionalna vjerojatnosti refleksije. Na taj će način površine koje reflektiraju malo svjetla reflektirati nekoliko fotona, a one s visokom refleksijom će reflektirati mnogo više.



Slika 1. Određivanje duljine puta (preuzeto iz [4])

Vjerojatnost da dođe do interakcije u intervalu [0, s_1] dobiva se kao kumulativna funkcija vjerojatnosti interakcije po jediničnom putu, što vodi eksponencijalnoj raspodjeli (uz $P\{s \geq 0\} = 1$):

$$P\{s \geq s_1\} = \exp(-\sigma_t s_1) \qquad (14)$$

Analogno prijašnjim razmatranjima dobiva se sljedeći izraz:

$$P\{s \geq s_1\} = 1 - \exp(-\sigma_t s_1) \qquad (15)$$

U višeslojnim medijima foton može doživjeti prelaske iz jednog sloja u drugi, a da pritom ne dođe do interakcije. U tom slučaju radi se sumiranje preko svih slojeva u kojima foton putuje, što znači da foton na svom putu može biti u potpunosti apsorbiran (uništen) i ne mora proći kroz sve slojeve.

Refleksija i transmisija fotona na granicama uračunavaju se posebno i individualno kako će biti pokazano u sljedećim poglavljima. Prema tome, veličina prijeđenog puta dobivena je sukladnim razmatranjima koja su spomenuta kod generiranja koraka fotona u jednom sloju i glasi:

$$\sum_i \sigma_{ti} s_i = -\ln(\zeta) \qquad (16)$$

2.3. Apsorpcija fotona

Monte Carlo algoritam počinje lansiranjem fotonskog (energetskog) paketa kroz graničnu površinu u medij. Paket može biti ili apsorbiran ili raspršen tijekom interakcije unutar medija. Svakom se paketu inicijalno pridružuje neka statistička težina i prati se duž cijele njegove putanje. Određivanju apsorpcije fotona može se pristupiti na način da je foton potpuno ili parcijalno apsorbiran. Prvi pristup pretpostavlja da je statistička težina fotona (u daljem tekstu – težina) konstantna sve dok se foton ne apsorbira, te će se proces nastaviti sve dok početna težina ne dosegne neku graničnu vrijednost. Parcijalni koncept pretpostavlja da se fotonska težina razdvoji na apsorbirani i raspršeni dio. U nekom trenutku mora se pretpostaviti da će doći do nestanka fotona. Jednom kad foton učini korak, dolazi do izvjesnog gubitka (atenuacije) fotonske težine uslijed apsorpcije i taj gubitak se mora uračunati. Dio trenutačne fotonske težine *W* (energije) bit će predan okolini. Dio deponirane fotonske težine *ΔW* može se izračunati:

$$\Delta W = W \frac{\sigma_a}{\sigma_t} \qquad (17)$$

Ukupna akumulirana fotonska težina *A(r,z)* deponirana u okolinu dobiva se sukcesivnim dodavanjem *ΔW*:

$$A(r,z) \leftarrow A(r,z) + \Delta W \qquad (18)$$

Fotonska težina određuje se primjereno na sljedeći način:

$$W \leftarrow W - \Delta W \qquad (19)$$

Tijekom prostiranja paketa kroz medij njegova težina postupno opada, ali nikad ne doseže vrijednost nula. Taj ostatak statističke težine ne može se zanemariti jer to narušava zakon očuvanja energije. Takvi paketi izbacuju se iz daljnjeg računa tehnikom *ruleta*, koja takve pakete uništava kad vrijednost njihove težine padne ispod neke unaprijed određene minimalne granične vrijednosti težine kod koje dolazi do terminacije paketa. Ova tehnika ruleta [5] omogućuje da se paket uništi, a da se pritom ne naruši zakon očuvanja energije. Ako je težina paketa veća od neke unaprijed odabrane granične vrijednosti, ili paket preživi rulet, tada se računa novi smjer i korak ne bi li se paket dalje pomicao.

2.4. Određivanje smjera prostiranja fotona

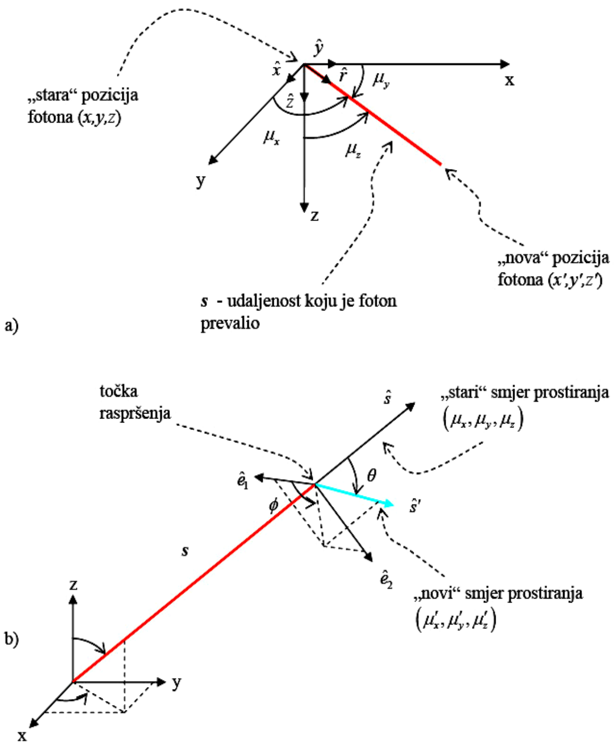
Raspršenje znači da se foton apsorbira i reemitira s istom (elastično raspršenje) ili drukčijom (neelastično raspršenje) energijom u smjeru koji se razlikuje od početnog smjera. U ovom radu razmatra se samo elastično raspršenje.

Trenutačna pozicija fotona određena je Kartezijevim koordinatama (*x*,*y*,*z*), a smjer je određen jediničnim vektorom $\hat{r}$ koji se može izraziti preko kosinusa smjerova [6] $\left(\mu_x, \mu_y, \mu_z\right)$ definiranih na sljedeći način:

$$\begin{aligned} \mu_x &= \hat{x} \cdot \hat{r} \\ \mu_y &= \hat{y} \cdot \hat{r} \\ \mu_z &= \hat{z} \cdot \hat{r} \end{aligned} \tag{20}$$

Tu su $\hat{x}, \hat{y}$ and $\hat{z}$ jedinični vektori duž svake osi.

Početna pozicija fotona je u točki (0,0,0), a kosinusi smjerova su postavljeni tako da foton upada okomito na supstrat, tj. smjer je (0,0,1). Opis položaja i smjer fotona u Kartezijevom sustavu [7] pokazao se boljim od odgovarajućeg opisa u cilindričnom koordinatnom sustavu [8].



Slika 2. Ilustracija definicije potrebnih geometrijskih veličina i koordinatnog sustav u Monte Carlo opisu. a) Kartezijev sustav i kako se definiraju kosinusi smjera fotona, b) kako su definirani θ i ϕ nakon što je foton raspršen

Za foton početno lociran u (*x*,*y*,*z*) koji prijeđe udaljenost Δs u smjeru $\left(\mu_x, \mu_y, \mu_z\right)$ nove koordinate (*x′*,*y′*,*z′*) dane su izrazom:

$$\begin{aligned} x' &= x + \mu_x s \\ y' &= y + \mu_y s \\ z' &= z + \mu_z s \end{aligned} \tag{21}$$

Ako je foton raspršen u kut definiran s θ i ϕ iz smjera $\left(\mu_x, \mu_y, \mu_z\right)$ u novi smjer $\left(\mu_x', \mu_y', \mu_z'\right)$ (slika 2.b), tada su nove veličine dane izrazima:

$$\begin{aligned} \mu_x' &= \frac{\sin\theta}{\sqrt{1-\mu_z^2}}\left(\mu_x \mu_z \cos\phi - \mu_y \sin\phi\right) + \mu_x \cos\theta \\ \mu_y' &= \frac{\sin\theta}{\sqrt{1-\mu_z^2}}\left(\mu_y \mu_z \cos\phi - \mu_x \sin\phi\right) + \mu_y \cos\theta \\ \mu_z' &= -\sin\theta\cos\phi\sqrt{1-\mu_z^2} + \mu_z \cos\theta \end{aligned} \tag{22}$$

U ovom poglavlju prikazan je izvod opće jednadžbe za određivanje smjera pomoću uniformno raspodijeljenih nasumičnih brojeva. Kut azimuta ϕ je uniformno raspodijeljen unutar intervala [*0,2π*] te se može napisati preko nasumičnih brojeva kao:

$$\phi = 2\pi\zeta \tag{23}$$

Nakon što se foton rasprši njegova putanja je zakrenuta od prethodnog smjera za polarni kut *θ*. S obzirom na to da polarni kut zakreta varira između *0* i *π*, vrijednost kosinusa prema tome varira između *-1* i *1*. Primjenjujući tehniku mapiranja na isti način, kao i u prethodnim slučajevima, dobiva se:

$$\zeta = \int_{-1}^{\mu} \frac{1}{2} d\mu = \left\{\text{uz } \mu = \cos\theta\right\} = \frac{1}{2}\left(\mu + 1\right) \tag{24}$$

$$\mu = 2\zeta - 1 \tag{25}$$

Fazna funkcija ili Henyey-Greenstein funkcija koja aproksimira Mievo raspršenje na česticama koje imaju dimenzije usporedive s valnom duljinom svjetlosti kojom obasjavamo dana je izrazom:

$$p(\alpha, g) = \frac{1}{4\pi} \frac{1-g^2}{\left(1+g^2-2g\cos\alpha\right)^{3/2}} \tag{26}$$

Koeficijent anizotropije ili jednostavno anizotropija, *g*, karakterizira kutnu raspodjelu zračenja. Izotropno zračenje ima vrijednost *g* = 0, a raspršenje izrazito prema naprijed ima vrijednost od *g* blisku 1. Jacques i ostali (1987.) [5] eksperimentalno su pokazali da Henyey-Greensteinova fazna funkcija adekvatno opisuje funkciju gustoće vjerojatnosti raspršenja svjetlosti u raznim tkivima. Iako papir nije toliko slojevno i strukturno definiran kao razna tkiva, pokazuje se da je opis pomoću spomenute fazne funkcije primjenjiv na ovaj problem. Čak i za najsjajniji papir ne može se uzeti izotropno raspršenje već se uzima anizotropija bliska nuli.

Sada anizotropni kut zakretanja svjetlosti dobiven tehnikom mapiranja izgleda:

$$\zeta = \int_{-1}^{\mu_1} p(\mu) d\mu \qquad \{\mu = \cos\theta\} \tag{27}$$

$$\zeta = \int_{-1}^{\mu_1} \frac{1-g^2}{2(1+g^2-2g\mu)^{3/2}} d\mu \tag{28}$$

Uvodeći funkciju f:

$$\begin{aligned} f(\mu) &= 1+g^2-2g\mu \\ df &= -2gd\mu \end{aligned} \tag{29}$$

gdje su granice integracije:

$$f_1 = f(-1) = (1+g)^2$$
$$f_2 = f(\mu_1) = g^2 - 2g\mu_1 + 1$$

dobiva se za kut zakreta:

$$\mu = \begin{cases} \dfrac{1}{2g}\left[1+g^2-\left(\dfrac{1-g^2}{1-g+2g\zeta}\right)^2\right] & \text{za } g \neq 0 \\ 2\zeta - 1 & \text{za } g = 0 \end{cases} \tag{30}$$

U slučaju da su indeksi loma vanjskog medija i supstrata n_1 i n_2, tada će se morati uračunati dodatna zrcalna refleksija R_{sp} dana izrazom [9]:

$$R_{sp} = \frac{(n_1-n_2)^2}{(n_1+n_2)^2} \tag{31}$$

3. REFLEKSIJA ILI TRANSMISIJA NA GRANICI

3.1. Refleksija ili transmisija fotona na vanjskoj granici zrak/sredstvo

Kada u nekom koraku foton dođe do granice dvaju sredstava, može izaći izvan sredstva kojim se prostire. U tom slučaju takav korak dovodi do reflektancije (na ulaznoj granici), odnosno transmitancije (na suprotnoj granici od granice ulaza fotona) ili do interne refleksije na granici, ovisno o kutu pod kojim foton upada na granicu (granična refleksija).

Razmatranje počinje određivanjem skraćenog koraka prema kriteriju:

$$s_1 = \begin{cases} (z-z_0)/\mu_z & \text{if } \mu_z < 0 \\ (z-z_1)/\mu_z & \text{if } \mu_z > 0 \end{cases} \tag{32}$$

gdje su z_0 i z_1 koordinate gornje i donje granice konkretnog sloja. Skraćeni korak s_1 je udaljenost između zadnje pozicije fotona i granice u smjeru prostiranja. Ako ne dođe do interne refleksije, sljedeći korak mora se računati s novom vrijednosti $s \leftarrow s - s_1$, a ako dođe do interne refleksije foton će ostatak veličine koraka prijeći u početnom mediju.

U drugom koraku računa se vjerojatnost da se foton reflektira od granice pa natrag u sredstvo, što ovisi o upadnom kutu na granicu α_u. Vrijednost od α_u dobiva se pomoću izraza:

$$\alpha_u = \cos^{-1}(|\mu_z|) \tag{33}$$

Odnos upadnog kuta α_u i kuta loma (transmisije) α_l definiran je Snellovim zakonom:

$$n_u \sin\alpha_u = n_l \sin\alpha_l$$

Tu su n_u i n_l pripadni indeksi loma za dana sredstva.

Iznos interne refleksije $R(\alpha_u)$ računa se pomoću Fresnelovih formula:

$$R(\alpha_u) = \frac{1}{2}\left[\frac{\sin^2(\alpha_u-\alpha_l)}{\sin^2(\alpha_u+\alpha_l)} + \frac{\mathrm{tg}^2(\alpha_u-\alpha_l)}{\mathrm{tg}^2(\alpha_u+\alpha_l)}\right] \tag{34}$$

što je srednja vrijednost reflektancija za dva ortogonalna smjera polarizacije.

U trećem koraku određuje se je li foton interno reflektiran ili nije, generirajući nasumični broj $\zeta \in [0,1]$ koji se uspoređuje s vrijednošću interne reflektancije, tj.:

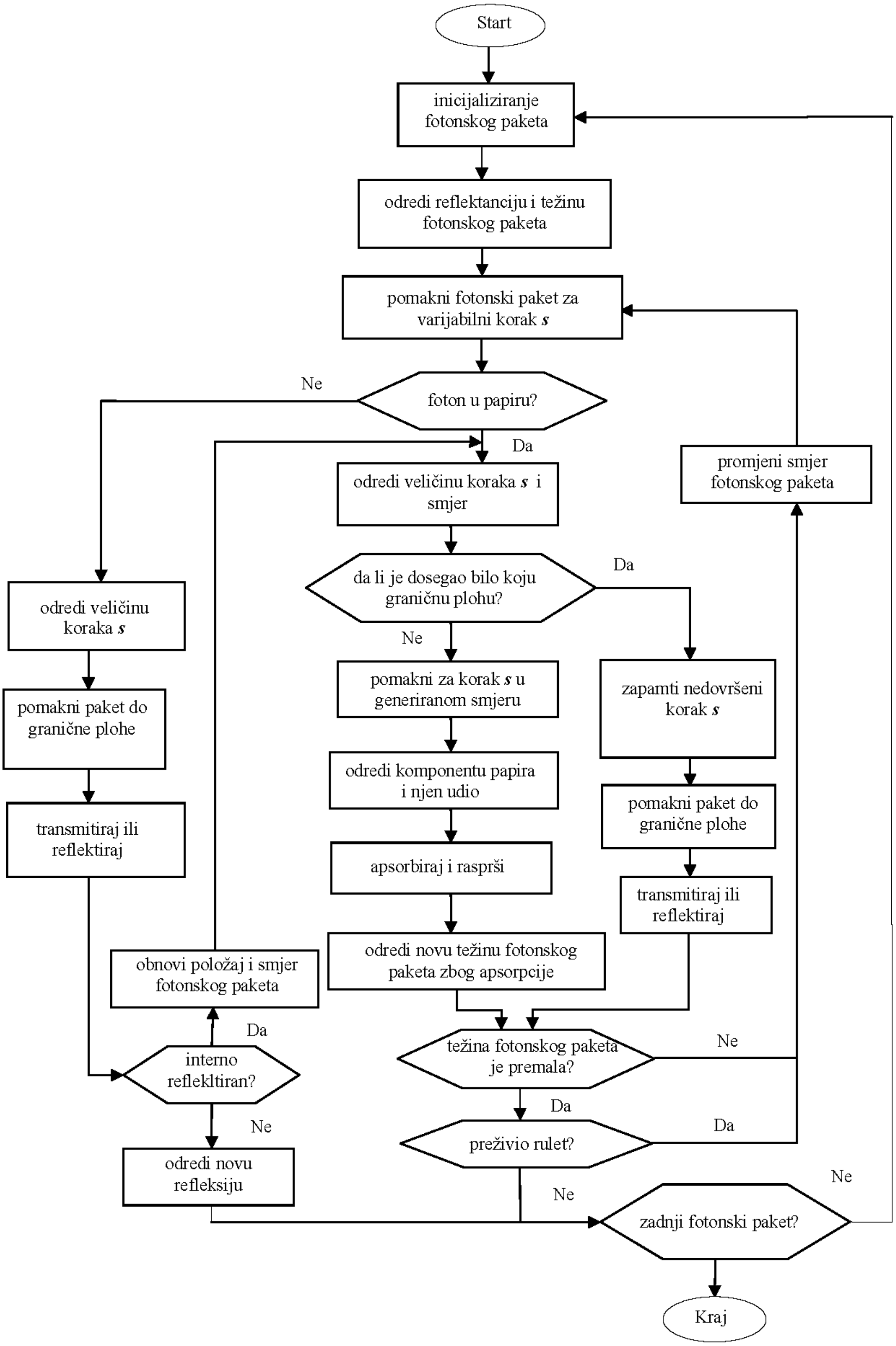
$\zeta \le R(\alpha_u)$ - foton je interno reflektiran

$\zeta \ge R(\alpha_u)$ - foton napušta medij

Ako je foton interno reflektiran tada ostaje na površini, ali njegovi kosinusi smjerova moraju biti promijenjeni tako da z-komponenta promijeni predznak:

$$(\mu_x, \mu_y, \mu_z) \leftarrow (\mu_x, \mu_y, -\mu_z) \tag{35}$$

U ovoj točki ostatak koraka mora se još jedanput provjeriti. Naime, ako je ostatak koraka dovoljno velik da dosegne drugu granicu, mora se cijeli postupak ponoviti. U slučaju da foton ne dođe do granice, npr. premaz i ostatak papira, nastavit će se gibati tako da će sukcesivnim raspršenjima i apsorpcijama biti određena njegova putanja sve dok se nalazi u konkretnom sloju. Takav pristup zahtijeva provjeru položaja i smjera fotona prilikom svakog koraka.



Slika 3. Pojednostavljeni dijagram toka za računatu Monte Carlo simulaciju raspršenja svjetlosti u papiru rađenu pomoću Mathcad 11 programa (preuzeto iz [10])

3.2. Refleksija i transmisija fotona na granici premaz/papir

Tijekom jednog od koraka foton može doći do granice dvaju sredstava, kao što je u predviđenom slučaju granica između premaza i ostatka papira koja je dobro određena. Te se slojeve može smatrati odvojenim područjima u kojima se znatno razlikuju optička svojstva. Korak fotona mora biti dovoljno velik da dosegne granicu premaz/papir (sredstvo1/sredstvo2). Foton „namjerava" napraviti korak unutar *sredstva 1* koje ima koeficijente apsorpcije σ_{a1} , raspršenja σ_{sc1} i indeks loma n_1, ali pritom udari o granicu sa *sredstvom 2* s odgovarajućim veličinama σ_{a2} , σ_{sc2} i n_2 nakon skraćenog koraka s_1. Istim pristupom kao što je onaj opisan u prethodnom poglavlju, foton se prvo pomakne do granice sredstava bez interakcije, a ostatak koraka se koristi u sljedećem koraku $s \leftarrow s - s_1$. Tada se mora statistički odrediti je li foton reflektiran ili transmitiran kroz granicu pomoću Fresnelovih formula. Ako je foton reflektiran procesira se kao i u prethodnom poglavlju. Ako dođe do transmisije fotona u sljedeći sloj foton nastavlja s prostiranjem umjesto da pri tome bude uništen. Stoga se ostatak koraka mora preurediti za novi sloj prema njegovim optičkim svojstvima:

$$s \leftarrow \frac{s\sigma_{t1}}{\sigma_{t2}} \quad , \; (36)$$

gdje su σ_{t1} i σ_{t2} odgovarajući koeficijenti interakcije za slojeve *1* i *2*. Tako dobiveni korak *s* opet se provjerava u smislu dosiže li neku od granica (bilo među slojevima, bilo izlazne granice).

4. ZAKLJUČAK

Ovaj teorijski model ostvaren je pomoću Mathcad 11 matematičkog programa, a dijagram toka dan je na slici 3. Simulacija je napravljena za papir koji je poslužio kao realan primjer.

Program ne računa automatski zrcalnu refleksiju od površine papira, već se ona određuje pomoću Fresnelovih jednadžbi koje nam daju vjerojatnost koliko će od ulaznog snopa ući u papir i započeti svoje putovanje kroz medij. Slika je prilično pojednostavljena jer pretpostavlja da je granična ploha ravna i da se njena optička svojstva ne mijenjaju, odnosno refleksivnost same površine nije uzeta u obzir. Premazi se tretiraju kao homogeni i debljina im je jednaka nekoj srednjoj debljini premaza. Fotoni mogu doživjeti mnogostruka raspršenja prije nego što dođe do transmisije, apsorpcije ili refleksije, odnosno njihovog povratka na ulaznu plohu. Višestruka raspršenja, shodno simulaciji, uzrokuju atenuaciju fotonskog paketa i vrijednosti apsorpcije su i do 30%. Osim toga, iz simulacije slijedi da je broj višestrukih refleksija između graničnih ploha koje omeđuju papir zanemariv i ne treba ih uzeti u obzir pri modeliranju lateralnog raspršenja svjetlosti u podlozi.

Prezentirana simulacija ne uzima u obzir ovisnost dobivenih rezultata o valnoj duljini. U daljnjim istraživanjima trebalo bi uvesti koeficijente apsorpcije i raspršenja kao funkcije valne duljine svjetlosti.

5. LITERATURA

[1] Kalos, M. H.; Whitlock, P. A.: Monte Carlo Methods, I: Basics, John Wiley & Sons, Inc. Hoboken, New Jersey, 1986.

[2] Prahl, S. A.; Keijzer, M.; Jacques, S. L.; Welch, A. J.: A Monte Carlo Model of Light Propagation in Tissue, Dosimetry of Laser Radiation in Medicine and Biology, SPIE Institute Series, IS 5 (1989) 102-111

[3] Wang, L.; Jacques, S. L.; Zheng, L.: MCML— Monte Carlo Modeling of Light Transport in Multi-layered tissues, Computer Methods and Programs in Biomedicine,Vol. 47 (1995) 131-146

[4] Yang, W. J.; Taniguchi, H.; Kudo, K.: Advances in Heat Transfer: Radiative Heat Transfer by the Monte Carlo Method. Academic Press, Inc., San Diego, California, 1995.

[5] Jacques, S. L.; Wong, L.; Hielscher, A. H.: Time-Resolved Photon Propagation in Tissues, Optical-Thermal Response of Laser Irradiated Tissue, Plenum Press, New York, 1995.

[6] Carter, L. L.; Cashwell, E. D.: Particle-Transport Simulation with the Monte Carlo Method, USERDA Technical Information Center, Oak Ridge, 1975.

[7] Witt, A.N.: Multiple Scattering in Reflection Nebulae I. a Monte Carlo approach, The Astrophysical J. Supp. Series, Vol. 35 (1977) 1-6

[8] Keijzer, M.; Jacques, S. L.; Prahl, S. A.; Welch, A. J.: Light Distributions in Artery Tissue: Monte Carlo simulations for Finite-Diameter Laser Beams, Lasers in Surg. &. Med.,Vol. 9 (1989) 148-154

[9] Born, M.; Wolf, E.: Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light, Pergamon Press, New York, 1986.

[10] Modrić, D.: Raspršenje i transport svjetlosti u tiskovnim podlogama, PhD thesis, University of Zagreb, 2007.

Kontakt autora:

Dr. sc. Damir Modrić
Sveučilište u Zagrebu, Grafički fakultet
Getaldićeva 2, Zagreb
e–mail: damir.modric@grf.hr