

ПІДВИЩЕННЯ ФІЗИЧНОЇ КОРЕКТНОСТІ ДИСТРИБУТИВНОЇ ФУНКЦІЇ ВІДБИВНОЇ ЗДАТНОСТІ ПОВЕРХНІ

Розглянуто питання підвищення фізичної коректності. дистрибутивної функції відбивної здатності поверхні.

Ключові слова: : зафарбовування, моделі освітлення, дистрибутивна функція відбивної здатності поверхні.

S.O.ROMANYUK, SV Pavlov RY Dovgaluk
Vinnytsia National Technical University

IMPROVING PHYSICAL CORRECTNESS OF BIDIRECTIONAL REFLECTANCE DISTRIBUTION FUNCTION

The question of increasing physical correctness. the bidirectional reflectance distribution function

Keywords: shading, lighting models, bidirectional reflectance distribution function

Вступ

Реалістичність відтворення тривимірних об'єктів головним чином залежить від точності розрахунку взаємодії оптичного випромінювання з поверхнею. Для розрахунку відбиття оптичного випромінювання від поверхні тривимірного об'єкта в галузі комп'ютерної графіки застосовуються двонаправлені функції відбивної здатності поверхні (ДФВЗ) [1-3]. Для реалістичної візуалізації тривимірних об'єктів необхідно використовувати ДФВЗ, які забезпечують високу точність відтворення інтенсивності кольору світла при задовільній швидкості рендерингу.

Для підвищення реалістичності формування графічних сцен доцільно підвищити фізичну коректність ДФВЗ.

Аналіз літератури та постановка задачі

За оптичні властивості поверхні відповідає двопробенева дистрибутивна функція відбивної здатності ДФВЗ (BRDF -Bidirectional Reflectance Distributive Function) [1]. Вона є моделлю освітлення та визначає, яку частку випромінювання, що надійшло в точку з напрямку \vec{V} , буде відбито в напрямку \vec{L} (рис. 1).

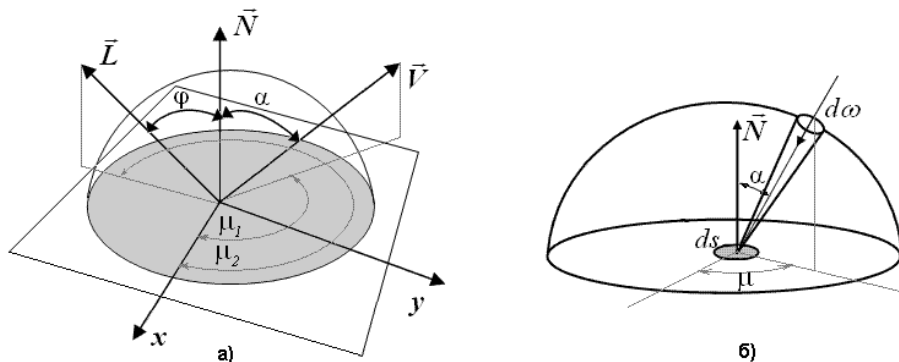


Рис. 1. Вихідні дані для розрахунку ДФВЗ

ДФВЗ є функцією кількох змінних

$$BRDF = f_{\lambda}(\alpha, \mu_1, \varphi, \mu_2, x) = f(\vec{L}, \vec{V}, \vec{N}),$$

де λ - довжина хвилі, $(\alpha, \mu_1), (\varphi, \mu_2)$ - параметри, що визначають відповідно напрямок падаючого світла і напрямок спостереження.

Інтенсивність випромінювання I [1] в заданому напрямку визначається як величина променевого потоку через ділянку ds_{\perp} , перпендикулярну променю, в межах диференціального тілесного кута $d\omega$, який дорівнює площі нескінченно малого елемента на поверхні одиничної сфери ДФВЗ може бути розрахована за формулою [1]

$$BRDF = dI(\vec{V}_i) / I(L_i) \cos \alpha_i d\omega_i.$$

При відбитті пропорційна косинусу кута між нормаллю до поверхні й напрямком на джерело світла \vec{L} . У цьому випадку для обчислення інтенсивності дифузного відбиття застосовують закон косинусів Ламберта [1-3]. При наявності в сцені точкового джерела світла [2] інтенсивність дифузного

$$I_d = I_0 \cdot k_d \cdot \cos \varphi,$$

де I_0 - інтенсивність джерела світла, $k_d \in [0, 1]$ - коефіцієнт дифузного відбиття, φ - кут між вектором \vec{L} і нормаллю \vec{N} до поверхні (рис. 2).

ДФВЗ можна розділити на ізотропні та анізотропні [2]. Ізотропні ДФВЗ інваріантні відносно повороту навколо вектора нормалі до поверхні. Навпаки, в анізотропних дистрибутивних функціях відбивні властивості матеріалу змінюються при повороті навколо вектора нормалі.

У більшості випадків ДФВЗ визначається через скалярний добуток відповідних векторів. Значно рідше оперують зі значенням кута між векторами, оскільки це передбачає обчислення обернених тригонометричних функцій.

У комп'ютерній графіці найчастіше використовують модель визначення спекулярної складової кольору Б. Фонга [2], що має вигляд

$$I_s = I \cdot \varpi(\varphi, \lambda) \cdot \cos^n \psi,$$

де $\varpi(\varphi, \lambda)$ - крива відбиття, що визначає відношення дзеркально відбитого світла до падаючого як функцію кута падіння θ і довжини хвилі λ , n - коефіцієнт спекулярності поверхні.

Функція $\varpi(\varphi, \lambda)$ складна, тому її у більшості випадків заміняють константою k_s , яку визначають експериментально або вибирають з естетичних міркувань. У ДФВЗ Фонга [1-3] $\cos \psi = \vec{V} \cdot \vec{R}$, де $\vec{R} = 2 \cdot (\vec{L} \cdot \vec{N}) \cdot \vec{N} - \vec{L}$ (рис. 2). Вектор \vec{R} називають вектором дзеркального відбиття [2]. У дистрибутивній функції Бліна [1-3], яка історично з'явилася пізніше ДФВЗ Фонга, замість $\cos \psi$ використовують $\cos \gamma = \vec{N} \cdot \vec{H}$, де $\vec{H} = \vec{L} + \vec{V} / |\vec{L} + \vec{V}|$.

У сучасних засобах тривимірної графіки широкого поширення отримала дистрибутивна функція Шліка [2], яка має такий вигляд: $\cos \gamma / (n - n \cos \gamma + \cos \gamma)$. ДФВЗ Шліка має значно меншу обчислювальну складність порівняно з функціями Фонга та Бліна. На жаль, наявність операції ділення значно ускладнює апаратну реалізацію функції. Аналіз показав, що дистрибутивна функція Шліка відтворює епіцентр відблиску з максимальною відносною похибкою, що не перевищує 10%. За цією ділянкою спостерігається суттєве розходження з результатами, отриманими за моделлю освітлення Бліна. Суттєвим недоліком [2] ДФВЗ Шліка є те, що дистрибутивна функція в зоні формування блюмінга падає до нульового рівня надзвичайно повільно, що обумовлює неприродне освітлення графічного об'єкта та додаткові обчислення за рахунок збільшення інтервалу зміни аргументу.

У функції спекулярного відбиття Блейка [1] використовується кусково-квадратична апроксимація ДФВЗ Фонга на трьох інтервалах. Модель передбачає виконання операцій множення, ділення й додавання, оперує з кутом, розрахунок якого потребує великих витрат часу та має низьку точність.

Р.Ф. Ліон [2], запропонував функцію $\cos^n \gamma$ розкласти у ряд Тейлора і замість кута між відбитим напрямком світла та спостерігачем використати довжину хорди між векторами. В результаті отримано ДФВЗ типу $(1 - n(\angle(\vec{H}, \vec{L}))^2 / 2^{w+1})^{2w}$, де w вибирають залежно від необхідної точності апроксимації. Заміна кута на довжину хорди не сильно позначається на точності розрахунків тільки для невеликих значень кутів.

У [3] запропоновано апроксимувати ДФВЗ Фонга та Бліна функцією виду $\left(\frac{n}{16} \cdot (\cos \theta_h - 1) + 1 \right)^{16}$, де

$\theta_h = \psi$ для моделі Фонга та $\theta_h = \gamma$ для моделі Бліна. Функція має значно меншу степінь порівняно з класичними функціями і точно відображає як епіцентр відблиску так і зону блюмінгу.

Фізично- точні ДФВЗ мають велику обчислювальну складність і практично не використовуються в графічних системах реального часу.

ДФВЗ повинні задовольняти принципи симетричності Гельмгольца та збереження енергії [4]. Принцип симетричності передбачає незмінність значення функції за умови зміни місцями вхідного й вихідного напрямку. Закон збереження енергії [4] стосовно ДФВЗ передбачає, що світлова енергія, яка розсіюється поверхнею, не може бути більшою за енергію, яка потрапила на поверхню.

Моделі Бліна та Фонга не є фізично коректними, оскільки для них не виконується закон збереження енергії.

Мета статті - підвищення фізичної коректності дистрибутивної функції відбивної здатності поверхні за рахунок досягнення в моделі закону збереження енергії.

Підвищення фізичної коректності дистрибутивної функції відбивної здатності поверхні

Для того, щоб ДФВЗ була енергетично коректною, величина напівсферичної інтегральної

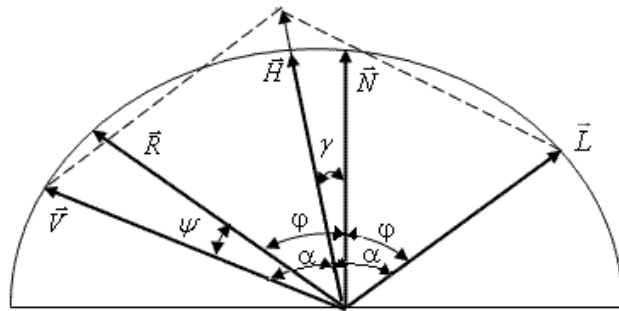


Рис. 2. Вектори нормалей до точки поверхні

відбивальної здатності поверхні повинна бути меншою або рівною одиниці:

$$\int_{\Omega} f_r(\vec{L}, \vec{V}) \cos \theta_0 d\omega_0 \leq 1.$$

Значення $R(\vec{L}) = 0$ характеризує поверхню з повним поглинанням усього падаючого світлового потоку, а $R(\vec{L}) = 1$ - абсолютно дзеркальну. Для ДФВЗ $\left(\frac{n}{16} \cdot (\cos \theta_h - 1) + 1\right)^{16}$ умова відповідності закону збереження енергії має вигляд:

$$\int_{\Omega} \left(\frac{n}{16} \cdot (\cos \theta_h - 1) + 1\right)^{16} \cos \theta_0 d\omega_0 \leq 1. \quad (1)$$

де θ – кут між векторами \vec{H} і \vec{N} .

Згідно до закону косинусів Ламберта, найбільша освітленість поверхні променем відбувається при умові його нормального падіння, тобто коли $\vec{N} = \vec{L}$. За такої умови кут між векторами \vec{H} і \vec{N} дорівнює половині кута між нормаллю \vec{N} і поточним напрямком до спостерігача \vec{V} .

Враховуючи, що $d\Omega = \cos \theta d\omega = \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi$ отримаємо:

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{n}{16} \cdot (\cos \frac{\theta_0}{2} - 1) + 1\right)^{16} \cos \theta_0 \sin \theta_0 d\theta d\varphi \leq 1.$$

$$2\pi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{n}{16} \cdot (\cos \frac{\theta_0}{2} - 1) + 1\right)^{16} \cos \theta_0 \sin \theta_0 d\theta \leq 1.$$

Для врахування лише першого періоду апроксимаційної функції $\left(\frac{n}{16} \cdot (\cos \theta_h - 1) + 1\right)^{16}$ необхідно проводити інтегрування в межах $\theta \in [0; \frac{5.8}{\sqrt{n}}]$:

$$2\pi \int_0^{\frac{5.8}{\sqrt{n}}} \left(\frac{n}{16} \cdot (\cos \frac{\theta_0}{2} - 1) + 1\right)^{16} \cos \theta_0 \sin \theta_0 d\theta \leq 1. \quad (2)$$

На рис. 3 наведено графік результатів інтегрування та визначення наведеної напівсферичної інтегральної відбивальної здатності поверхні для запропонованої ДФВЗ.

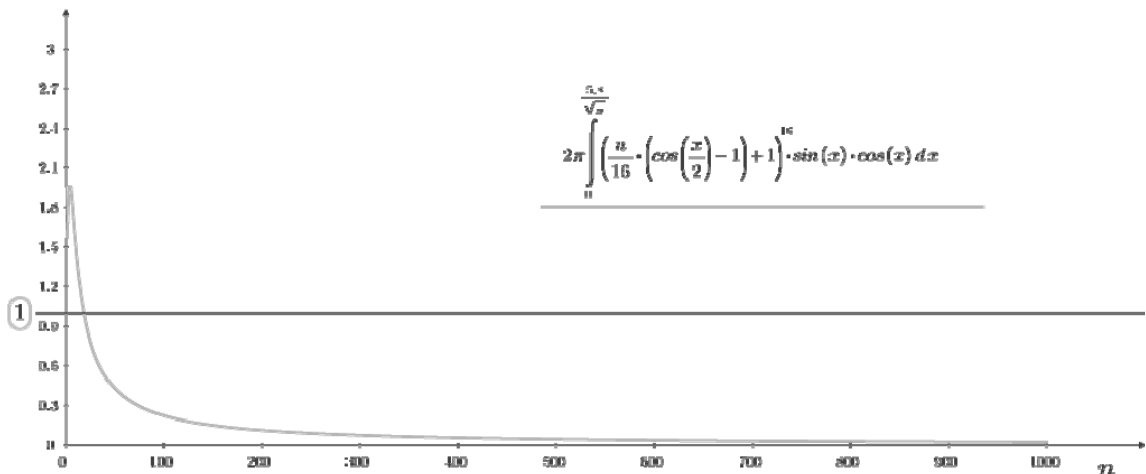


Рис. 3. Результати інтегрування виразу (2.16) для $n \in [1; 1000]$

З рис. 3 видно, що $n \in [1; 17]$ ДФВЗ не є енергетично коректною. Для усунення цього недоліку введемо нормалізаційний коефіцієнт, який дозволить умові (1) виконуватись для $n \in [1; 1000]$. Аналізуючи форму кривої на рис. 3 і враховуючи вигляд нормалізаційного коефіцієнту у ДФВЗ Бліна, можна прийти до висновку, що коефіцієнт для запропонованої ДФВЗ має вигляд $\frac{n+A}{B}$, де А і В – деякі сталі.

Використовуючи функціонал пакету MathCAD для апроксимації кривих, було знайдено значення коефіцієнтів A і B: 6.0 і 24.55, відповідно. В результаті, запропонована енергетично коректна ДФВЗ буде мати такий вигляд:

$$F(n, \gamma) = \frac{n+6}{24.55} \left(\frac{n}{16} \cdot (\cos \gamma - 1) + 1 \right)^{16}. \quad (3)$$

На рис. 4 наведено результати інтегрування ДФВЗ (2) і ДФВЗ Бліна з нормалізаційним коефіцієнтом $\frac{n+6}{8\pi}$ [4].

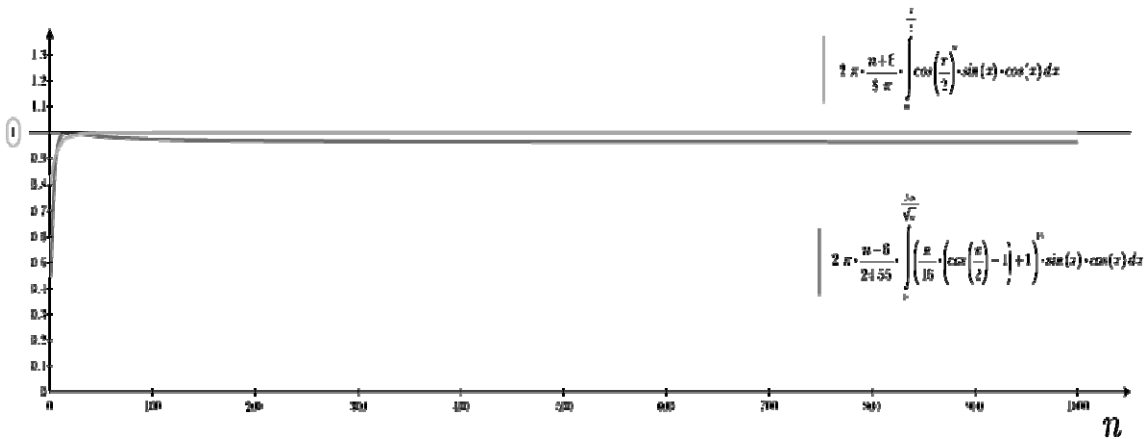


Рис. 4. Значення напівсферичної інтегральної відбивальності поверхні для ДФВЗ Бліна і $\left(\frac{n}{16} \cdot (\cos \theta_h - 1) + 1 \right)^{16}$ для $n \in [1; 1000]$

З наведених на рис. 3 даних можна зробити висновок, що ДФВЗ (3) є енергетично коректною для $n \in [1; 1000]$, що дозволяє використовувати її у алгоритмах розрахунку глобального освітлення.

Висновок

Запропоновано нову ДФВЗ, використання якої для розрахунку інтенсивностей кольору світла забезпечує виконання закону збереження енергії. Це дає можливість підвищити реалістичність формування графічних сцен.

Література

1. Калюттов А. В. Введение в фотореалистическую графику / А. В. Калюттов. — СПб. : Политехника, 2006. — 118 с.
2. Романюк О. Н. Високопродуктивні методи та засоби зафарбовування тривимірних графічних об'єктів. Монографія / О. Н. Романюк, А. В. Чорний. - Вінниця : УНІВЕСУМ-Вінниця, 2006. - 190 с.
3. Romanyuk A.N. Effective Models for the Specular Color Constituent / A.N. Romanyuk, Y.L. Lyashenko, A.V Melnik, A.P. Goncharuk // Computing Journal of Computer Science and Engineering. -2010. Vol. 2 Issue 2, - P. 25-29.
4. Pharr Matt. Physically Based Rendering, 2nd Edition: From Theory To Implementation / Matt Pharr, Greg Humphreys - 2010. - 1200 P. - ISBN 0123750792

References

1. Kalyutov A.V/ Introduction to fotorealystycheskuyu graphics / A.V. Kalyutov. - St. Petersburg. : Polytehnika, 2006. - 118 p.
2. Romanyuk O.N/ Highly methods and tools for painting three-dimensional graphics. Monograph / O. Romaniuk, Chornij A.V UNIVESUM-Vinnitsa, 2006. - 190 p.
3. Romanyuk A.N. Effective Models for the Specular Color Constituent / AN Romanyuk, Y.L. Lyashenko, A.V Melnik, A.P. Goncharuk // Computing Journal of Computer Science and Engineering. -2010. Vol. 2 Issue 2, - P. 25-29.
4. Pharr Matt. Physically Based Rendering, 2nd Edition: From Theory To Implementation / Matt Pharr, Greg Humphreys - 2010. - 1200 P. - ISBN 0123750792

Рецензія/Peer review : 13.12.2014 р.

Надрукована/Printed : 14.1.2015 р.