

CHAPITRE II

Les modèles d'illumination en lancer de rayon

Mots clés

Modèles physiques d'illumination, optique géométrique, modèle d'illumination pour le lancer de rayon.

Résumé

Nous faisons dans ce chapitre un rapide historique des théories optiques pour introduire une présentation simplifiée des modèles physiques de lumière puis celle des modèles d'illumination utilisés en image de synthèse et pour le lancer de rayon en particulier.

Summary

In this chapter, history of optical theories are briefly described in order to introduce some shading models used in computer graphics.

Introduction

Le réalisme en lancer de rayon est en grande partie fonction du modèle d'illumination choisi, ce modèle dépendant entre autres de l'approche que l'on adopte lorsque l'on parle de la lumière. Or il a fallu plus de trois siècles à la science moderne pour pouvoir donner une définition de la lumière qui puisse tenir compte de phénomènes variés et complexes et qui soit aujourd'hui utilisable en infographie même sous des versions simplifiées.

I) Un bref historique

I.1) La lumière dans l'antiquité

Le problème de la nature de la lumière, et par la-même de la nature de ce que l'on "voit", a été posé très tôt. Les philosophes de l'antiquité postulaient que les corps lumineux émettaient des particules qui étaient capables de former des images sur la rétine des yeux. Cette approche corpusculaire a été développée par Épicure (IV^{ème} siècle avant JC) et exposée par le poète latin Lucrèce [Bo79]. Les lois de réflexion sur un miroir étaient connues dans l'antiquité.

I.2) La naissance de l'instrumentation optique et des lois d'optiques géométriques

La modélisation des phénomènes lumineux a commencé à recevoir des solutions exploitables à la fin du XVI^{ème} siècle et au début du XVII^{ème} siècle avec le développement de l'instrumentation optique, notamment en Hollande. Les lois de la réfraction ont été découvertes par le savant hollandais Snellius (Snell van Royen) en 1620 ; Descartes regroupa l'ensemble des phénomènes optiques observables à l'époque, dans un traité intitulé Dioptrique (1637). Enfin, c'est à Fermat que l'on doit le principe d'optique géométrique qui résume les lois de réflexion et de réfraction (1657).

I.3) La lumière décrite comme un corpuscule

Newton imposa sa théorie corpusculaire de la lumière selon laquelle les corps lumineux émettent des particules qui se déplacent à très grande vitesse. On lui doit la mise en évidence de la nature polychromatique de la lumière (disque de Newton) ainsi que de deux phénomènes dont il ne donna pas d'explication définitive : l'expérience dite des anneaux de Newton (phénomène d'interférence) et celui de la diffraction lumineuse. Son traité d'optique fut publié en 1704.

I.4) La lumière décrite comme une onde

L'optique ondulatoire est introduite par R. Hooke (1665). Huygens, contemporain de Newton, développa cette hypothèse, et supposa que la lumière se propageait dans un milieu invisible appelé éther. Cette théorie fut assez largement rejetée jusqu'au milieu du XIX^{ème}, période où T. Young la reprit et où Augustin Fresnel fit la démonstration spectaculaire de la nature ondulatoire de la lumière en expliquant les phénomènes d'interférence et de diffraction. La lumière fut alors considérée comme une onde transversale circulant sur un support toujours mystérieux : l'éther. Elle se déplaçait à une vitesse estimée (en 1827) entre 200 000 et

300 000 km/s. La fin du XIX^{ème} siècle fut principalement consacrée à l'étude de l'éther et notamment aux problèmes mécaniques inconciliables qu'il posait : fluide infiniment ténu, dénué de masse, extrêmement élastique tout en étant parfaitement rigide.

I.5) La théorie de Maxwell

La solution fut donnée en 1860 par J. Maxwell dont la théorie consacra la nature électromagnétique de la lumière, rendit vide de sens la notion d'éther, et est un des piliers de la physique moderne. Elle peut être décrite en cinq points :

1) En un point M de l'espace, un champ électrique variable \vec{E} fait apparaître (induit) un champ magnétique \vec{B} .

2) si \vec{E} est alternatif, \vec{E} et \vec{B} sont des vecteurs perpendiculaires (Cf.

Figure II-1) ; ils sont liés par les équations :

\vec{J} une densité de courant
 ρ une densité de charge électrique

Variation de \vec{E} par rapport à la conduction : $\text{rot } \vec{B} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu_0 \vec{J}$

Induction : $\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$

Pas de monopole magnétique : $\text{div } \vec{B} = 0$

Loi de Coulomb : $\text{div } \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$

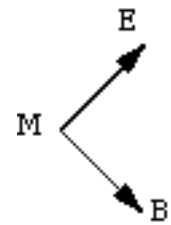


Figure II-1

3) Si \vec{E} varie périodiquement en un point M, \vec{B} varie de même : (\vec{E}, \vec{B}) est un oscillateur électromagnétique dont la fréquence peut être très élevée.

4) L'oscillation (\vec{E}, \vec{B}) peut se transmettre de proche en proche à tous les points de l'espace et constitue une onde électromagnétique dont la vitesse est de 300 000 km/s. Cette propagation se fait selon une direction donnée par un vecteur \vec{w} tel que $\vec{E}, \vec{B}, \vec{w}$ soit un repère direct.

5) La lumière visible est une onde électromagnétique transversale dont les longueurs d'onde sont comprises entre 390nm et 760nm.

I.6) La lumière est composée de photons

En 1905, Einstein en donnant une interprétation de l'effet photoélectrique relança le problème de la nature de la lumière en supposant que l'énergie lumineuse était corpusculaire, ces corpuscules étant appelés photons et possédant une énergie $E=hf$ (où $h=6,63 \cdot 10^{-34}$ Js est la constante de Planck, et f la fréquence de la lumière

observée). C'est également Einstein qui en interprétant l'expérience de Morley/Michelson postula que la lumière se propageait dans le vide à la vitesse constante de 300 000 km/s et que cette vitesse était la célérité maximale que puisse atteindre un corps (l'expérience de Morley/Michelson mit définitivement fin à la question de l'éther).

I.7) Les effets quantiques de la lumière

La physique quantique s'attacha à régler les problèmes de contradiction entre la nature ondulatoire de la lumière et ses aspects corpusculaires : la lumière a une nature duale onde/particule. À toute onde de fréquence f correspond lors des échanges énergétiques avec la matière, des photons d'énergie égale à hf et à tout corpuscule de masse m et de quantité de mouvement $p=mv$ correspond une onde associée de longueur d'onde $\lambda=h/p$ [Bo79]. Il est à noter que les problèmes sur la nature de la lumière furent directement à l'origine de deux des plus grandes théories de la physique du XX^{ème} siècle : Planck introduisit la théorie des quanta pour donner une solution à l'équation de Raleigh sur l'émission des corps noirs et Einstein fit de même pour la relativité restreinte grâce à l'expérience de Morley/Michelson.

I.8) Interactions matière-lumière

Les ondes électromagnétiques sont produites par de la matière excitée. La matière est (au niveau qui nous intéresse) constituée d'un noyau et d'électrons gravitant autour de celui-ci. Dans son état fondamental (au repos), l'atome (qui est supposé stable) n'émet pas de lumière. Considérons que E_0 est le niveau d'énergie de cet atome au repos. Lorsqu'il reçoit de l'énergie correspondant au moins à une transition possible pour lui, cet atome va se retrouver dans des états non-stables. Il est alors excité (Cf. Figure II-2) (tous les niveaux d'énergie E_0, E_1, \dots, E_n sont quantifiés, c'est à dire qu'un atome ne peut pas se retrouver avec un niveau d'énergie entre E_1 et E_2 par exemple). Quand, un atome est excité, il ne le reste pas et retourne rapidement à son état fondamental, soit directement, soit en plusieurs transitions successives. Pour ce faire, l'atome émet un photon dont la fréquence correspond au saut de la transition considérée : $f=(E_k-E_j)/h$ ($j < k$). Si

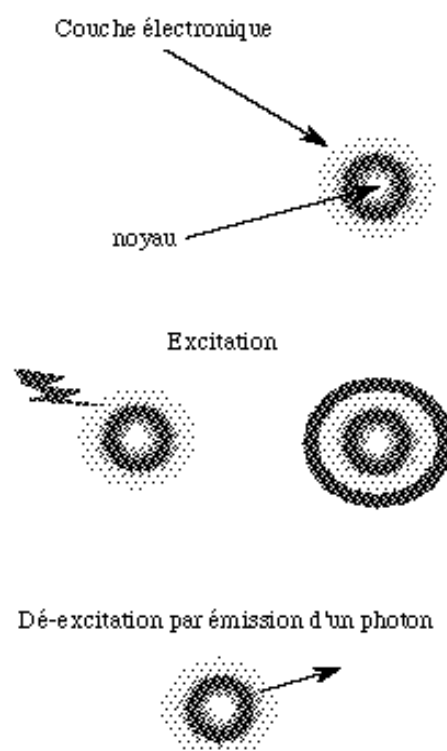


Figure II-2

l'énergie d'excitation n'est pas suffisante par rapport aux transitions possibles de l'atome considéré, alors le photon incident va rebondir sur celui-ci.

En situation réelle, un grand nombre d'atomes (ou de molécules) sont excités en même temps. Si l'on considère un ensemble hétérogène d'atomes excités à des niveaux différents, le spectre d'émission de l'ensemble sera large et probablement continu. Cependant, dans des conditions expérimentales, il est possible d'avoir un spectre qui n'est formé que de quelques bandes déterminées.

NB : cette présentation de l'interaction lumière/matière est naturellement très simplifiée et ne tient pas compte de phénomènes comme les surfaces non régulières ou les couches minces [Gl89] p. 122-160, [Ca94] :

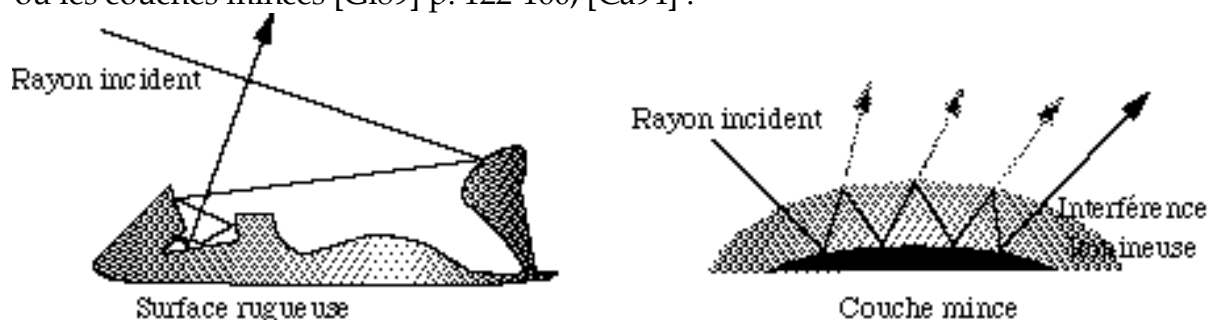


Figure II-3 : Cas non-lambertiens et non spéculaires

II) L'optique géométrique

L'optique géométrique n'est pas une réduction simpliste de l'optique ondulatoire mais une approximation qui modélise parfaitement la majorité des phénomènes optiques observables dans la vie de tous les jours et fournit l'un des meilleurs outils mathématiques à l'informaticien pour l'image de synthèse, ce qui n'est pas le cas de l'optique ondulatoire qui est très difficile à utiliser en synthèse d'images [Mo81].

II.1) Les domaines d'applications

L'optique géométrique s'applique à des milieux transparents, homogènes et isotropes pour des objets dont les dimensions sont grandes devant la longueur d'onde de la lumière que l'on considère. Les sources de lumière sont considérées comme ponctuelles.

II.2) Définitions et vocabulaire

Σcouleur : un rayon lumineux est un ensemble complexe de longueurs d'onde. Dans la suite, on supposera qu'il est toujours possible de décomposer cet ensemble et de se ramener à un ensemble équivalent de trois composantes : rouge, vert, bleu. Dans ce mémoire, une couleur est donc définie comme un triplet R, V, B dont chaque composante est un pourcentage compris entre 0% (absence totale de la composante)

et 100 % (présence maximale de la composante). Il existe un lien entre la définition de la couleur donnée ici et l'énergie, mais nous n'approfondirons pas ce problème dans le cadre de cette thèse car il nécessite la compréhension de trop de phénomènes physiques autant que physiologiques dont l'étude nous éloignerait du sujet de ce mémoire. De plus, c'est effectivement une couleur telle que nous venons de la définir que nous calculerons en lancer de rayon.

Σ diffraction : lorsqu'un rayon passe par une fente dont la largeur est inférieure ou égale à la longueur d'onde de celle-ci, la nature ondulatoire de la lumière se manifeste par des franges d'interférences que l'on peut visualiser en plaçant un écran derrière cette fente. Ce phénomène est appelé diffraction de la lumière.

Σ diffusion : réémission d'une couleur par un objet suite à une interaction avec son milieu.

Σ indice de réfraction : rapport de la vitesse de la lumière dans le vide sur la vitesse de la lumière dans le milieu transparent et isotrope considéré ($n=c/v$).

Σ chemin optique : si un rayon se déplace de A vers B avec $AB=d$, dans un milieu d'indice de réfraction n , le chemin optique est défini par $C = n*d$.

Σ dioptré : surface de séparation de deux milieux d'indices de réfraction différents.

Σ plan d'incidence : plan défini par le vecteur directeur du rayon d'incidence et la normale à la surface où aboutit ce rayon. Angle d'incidence : c'est l'angle défini par (-vecteur d'incidence, normale).

Σ réflectance : coefficient exprimant le pourcentage de couleur (R, V, B) réfléchi par la surface de séparation d'un dioptré.

Σ réflexion diffuse : couleur réémise après absorption d'un ensemble de photons sur un ensemble d'atomes (Cf. § I.8 de ce chapitre).

Σ réflexion spéculaire : couleur réémise après rebond mais sans absorption d'un ensemble de photons sur un ensemble d'atomes (Cf. § I.8 de ce chapitre).

Σ réfraction : passage d'un rayon à travers un dioptré selon les lois de Snell-Descartes.

Σ réfringence : propriété de réfracter la lumière.

Σ spectre lumineux : un rayon de lumière est constitué d'un ensemble de photons ayant des longueurs d'onde propres. La distribution de ces longueurs d'onde constitue le spectre du rayon de lumière.

Σ transmission : certains corps laissent passer une partie de la couleur d'un rayon incident à travers la surface de séparation d'un dioptré. On dit que la lumière est transmise à travers cette surface.

Σ transmission diffuse : si la lumière interagit avec le milieu qu'elle traverse par une suite d'absorptions et de réémissions, on dit qu'il y a transmission diffuse.

Σ transmission spéculaire : si la lumière interagit avec le milieu qu'elle traverse sans être absorbée, on dit qu'il y a transmission spéculaire.

Σ transmittance : pourcentage (R, V, B) de couleur passant à travers la surface de séparation d'un dioptre.

II.3) Les lois de l'optique géométrique

II.3.a) Le principe de Fermat

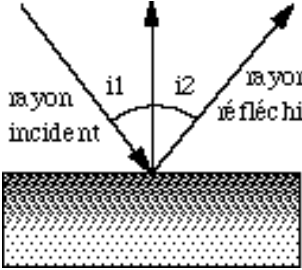
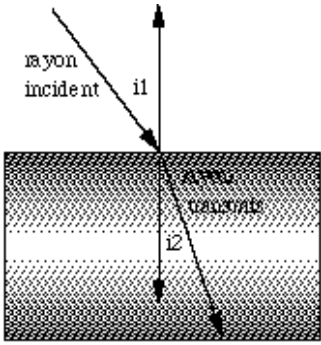
Pour aller d'un point à un autre, une infinité de trajets sont a priori possibles. Le principe de Fermat postule que : "Le trajet effectivement suivi par la lumière pour aller d'un point à un autre est celui pour lequel le temps de parcours de la lumière entre ces points (le chemin optique) est stationnaire (ou extrémal par rapport aux chemins voisin)".

Interprétation :

Si deux points appartiennent au même milieu isotrope, le chemin suivi par la lumière (le rayon lumineux) pour aller de A à A' est le segment [AA'].

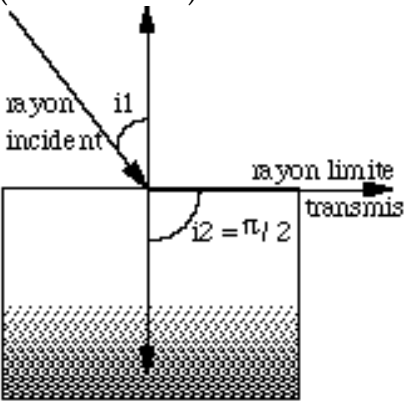
Si [AA'] est un chemin optique [A'A] est un chemin optique pour un rayon allant dans le sens opposé au premier.

II.3.b) Les lois de Snell-Descartes

<u>Loi de réflexion</u>	Expression mathématique	
1) Le rayon réfléchi est dans le plan d'incidence.	$i_1 = i_2$	
2) L'angle de réflexion est égal à l'angle incident	Si $\vec{I} = - \overrightarrow{\text{Rayon_incident}}$	
	$\vec{R} = 2 \vec{N} \cos(i_1) - \vec{I}$	Figure II-4
<u>Loi de transmission</u>	Expression mathématique	
1) Le rayon incident et le rayon réfracté sont dans le plan d'incidence.	$n_1 \sin(i_1) = n_2 \sin(i_2)$	
2) Les angles d'incidence et de réflexion sont liés par la relation ci-contre	Si $\vec{I} = -\overrightarrow{\text{Rayon_incident}}$, $n = \frac{n_1}{n_2}$ Alors $\vec{T} = \left[n \left(\vec{N} \cdot \vec{I} \right) - \sqrt{1 - n^2 \left[1 - \left(\vec{N} \cdot \vec{I} \right)^2 \right]} \right] \vec{N} - n \vec{I}$	Figure II-5

Explication physique : le vecteur vitesse de phase c (vitesse de la lumière) dans le vide est constant quelle que soit la longueur d'onde. Dans un autre milieu, ce vecteur change de direction et de module ($v=c/n$). Pour aller de A dans le milieu d'indice de réfraction n_1 à B dans le milieu d'indice de réfraction n_2 , le rayon parcourt le chemin optique : $n_1 \cdot l_1 + n_2 \cdot l_2 = L$.

Le principe de Fermat implique que L (qui est en fait la fonction qui représente tous les chemins optiques possibles) est minimal. L'unique solution mathématique est donnée par la loi de Snell-Descartes sur la réfraction (transmission).

<u>Angle limite</u>	Expression mathématique	
<p>Dès que l'angle de transmission atteint 90°, il n'y a plus réfraction mais réflexion totale.</p>	$\sin(i_1) = n_2/n_1$	<p>Figure II-6</p>

Variation de l'indice de réfraction : l'indice de réfraction d'un milieu peut varier en fonction de la longueur d'onde.

II.4) Effets non traités ou difficilement traités en optique géométrique

II.4.a) Les interférences lumineuses

Les interférences lumineuses ne sont explicables que par la nature ondulatoire de la lumière. Un rayon ne décrivant pas en lui-même les paramètres d'amplitude et de déphasage de l'onde, il n'est pas possible de reconstituer des franges d'interférence par l'optique géométrique.

II.4.b) La diffraction

La diffraction est liée à la longueur d'onde et provoque un phénomène d'interférence. Or, l'optique géométrique se place explicitement dans des situations où la dimension des objets est grande devant les longueurs d'onde, alors que les phénomènes de diffraction ont lieu uniquement dans ces cas. La diffraction ne peut être traitée par l'optique géométrique.

II.4.c) La polarisation

Selon la théorie de Maxwell, la lumière peut se définir comme une onde électromagnétique, c'est à dire comme une fonction qui décrit la variation périodique du champ électrique (respectivement magnétique). Si ce champ se déplace selon un axe Z, il est nécessairement complètement décrit par ses deux autres composantes X et Y. Si sur le trajet de cette onde on place une grille très fine parallèle à X, la composante du champ selon Y sera éteinte au passage de cette grille. On dit alors que l'onde est polarisée selon X. Cette définition purement ondulatoire semble difficilement exploitable en géométrie optique.

II.4.d) La biréfringence

Certains milieux comme le spath d'Islande ne sont pas isotropes, l'indice de réfraction dépendant alors de l'angle d'incidence, ce qui aboutit dans ce cas au dédoublement d'un faisceau à l'intérieur du cristal. Le spath d'Islande est également un polariseur. Ce phénomène est assez difficile à modéliser en optique géométrique.

II.4.e) La réflexion partielle (issue de la transmission)

La réflexion/transmission partielle ne découle pas directement des lois de Snell-Descartes et son explication est là encore donnée en optique ondulatoire. Cependant, il est possible d'en déduire une formulation en optique géométrique. Le coefficient de réflexion appelé réflectance et celui de transmission appelé transmittance (pourcentage d'énergie réfléchié ou transmise) peuvent être calculés avec les formules de Fresnel :

$$R = 0,5 * \left(\frac{\sin^2(i_1 - i_2)}{\sin^2(i_1 + i_2)} + \frac{\tan^2(i_1 - i_2)}{\tan^2(i_1 + i_2)} \right)$$

$$T = 1 - R$$

Ce qui nous donne la surface de réflectance suivante (Cf. Figure II.7) qui exprime la réflectance R en fonction de l'angle par rapport à la normale (de 0 à $\pi/2$ radian) et de l'indice de réfraction n_2 ($n_1=1$, on considère que l'objet étudié est plongé dans le vide et n_2 varie de 1 à 15).

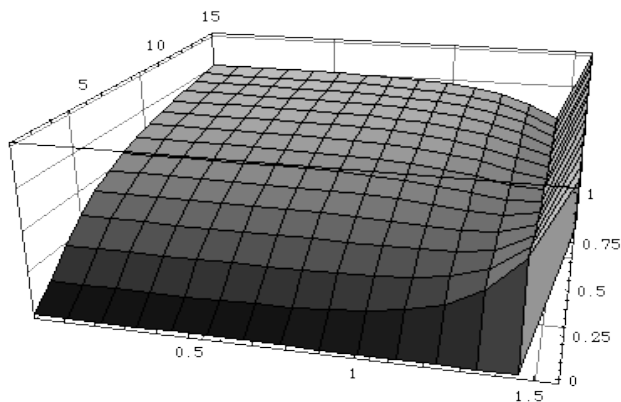


Figure II-7

On notera qu'en général, les modèles utilisés en lancer de rayon se contentent de coefficients de réflexion et de transmission constants quel que soit l'angle et la longueur d'onde (qui est une autre source de variation de ces coefficients). Enfin, il faut être prudent lorsque l'on cherche à établir une relation entre les différents paramètres d'un modèle d'illumination. Dans cette relation reliant R et T par exemple, on pourrait penser qu'en considérant la réflexion et la transmission on a traité 100% de l'énergie qui arrivait sur le point d'impact du rayon. Or, nous l'avons dit, les modèles qui sont exposés ici ne font pas de bilan énergétique d'une part, et d'autre part, il faut tenir compte d'autres paramètres comme la diffusion par exemple.

II.4.f) Le problème des sources ponctuelles

Avoir dû supposer que les sources étaient ponctuelles induit des effets parfois indésirables comme le fait que les ombres sont nécessairement nettes alors que l'on constate en général dans la réalité une transition de pénombre entre les zones éclairées et ombrées. Des artifices peuvent cependant être mis en œuvre pour pallier ce problème.

II.4.g) Un problème particulier pour le lancer de rayon

Appliquée au lancer de rayon, l'optique géométrique induit le problème de la non prise en compte des effets globaux de diffusion, de réflexion, de transmission (en effet, un objet peut se comporter comme une source secondaire de lumière mais le lancer de rayon n'en tient pas compte dans le cas général,

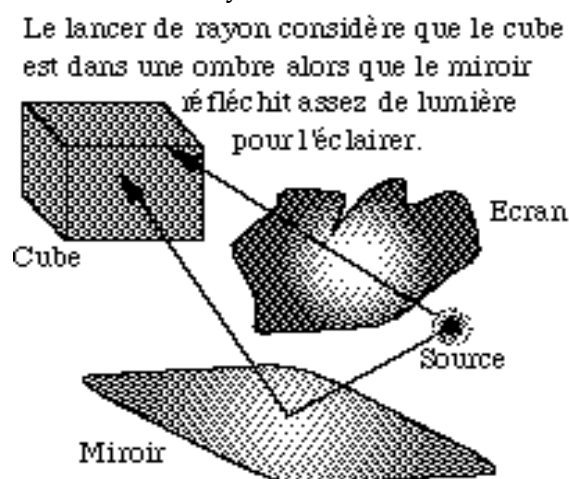


Figure II-8 : Illumination indirecte

(Cf. Figure II.8). Ce problème particulier est en partie résolu en radiosité [MGAG93][Ka86]. Cependant, cette méthode présente elle-même des imperfections comme la difficulté de prendre en compte directement les effets spéculaires. Des modifications du principe de base du lancer de rayon ont également été proposées pour pallier ces différents problèmes (Cf. chapitre suivant) et des associations lancer de rayon/radiosité ont été testées [Si89].

II.4.h) Ambiguïté photométrique dû à la modélisation

Quelle que soit la méthode de description de scène utilisée (CSG ou autre), il existe des cas d'ambiguïté photométrique non résolus en général et qui peuvent être gênants pour l'application du modèle d'illumination choisi.

Par exemple, sur la figure II-9, les informations collectées par les deux rayons vont être différentes selon que l'on suit le chemin optique d'un rayon dans un sens ou dans l'autre. De la gauche vers la droite, la couleur des milieux traversés est C1/C2/C2 alors que dans l'autre sens c'est C2/C1/C1. La couleur du milieu d'intersection dépend de la dynamique des calculs ce qui est absurde par rapport au principe de Fermat. Nous avons résolu ce cas ambigu par une priorité sur les objets dans la base de données.

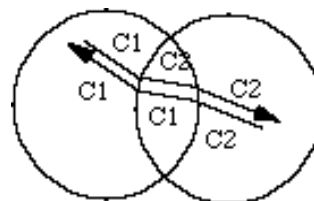


Figure II-9

II.5) Des champs d'application particuliers : les caustiques

L'optique géométrique ne modélise-t-elle que des phénomènes très simples ? Il a été dit que cette théorie ne prenait pas, entre autres, compte des phénomènes d'interférence et de polarisation mais il existe des phénomènes beaucoup plus courants comme la focalisation de la lumière (par une loupe par exemple), c'est à dire la concentration de lumière en un petit volume de l'espace (les caustiques) dont on peut se demander s'ils relèvent de l'optique géométrique. Ces phénomènes sont extrêmement courants : eau de la piscine, néphroïde (courbe en forme de 3) dans une tasse de café, certains mirages optiques, miroirs concaves... Or bien que non triviaux, la géométrie optique est capable de rendre compte de ces phénomènes. Ils peuvent en effet être rendus par des simulations numériques notamment.

II.6) Conclusion

L'optique géométrique est un outil simple et performant qui permet de modéliser un grand nombre des phénomènes observables dans la réalité. Son emploi en informatique pour calculer des images de synthèse était donc naturel.

III) Modèles d'illumination en synthèse d'image

Dans les paragraphes suivants, nous présentons une succession de modèles d'illumination exploitables informatiquement et traduisant autant que possible les phénomènes de l'optique géométrique pour arriver au modèle que nous utilisons.

On dira que le modèle d'illumination est local lorsque l'on peut déterminer la couleur en un point frappé par un rayon uniquement à l'aide :

- des paramètres photométriques de l'objet frappé,

- des propriétés du vecteur directeur du rayon (on ne considère pas les influences entre objets par exemple),
- de la connaissance des sources.

III.1) Illumination ambiante

C'est le modèle le plus simple que l'on puisse imaginer. Chaque objet est muni d'une couleur intrinsèque (que nous appellerons également intensité). Il n'y a pas de source de lumière extérieure et pas d'ombrage sur les différentes parties d'un objet qui apparaît comme une silhouette d'une couleur uniforme.

$$I = k_i : \text{intensité intrinsèque de l'objet } i.$$

Plus généralement, supposons qu'au lieu de la "self-luminosité" de chaque objet, on ait une source de lumière diffuse non directionnelle, résultat de multiples réflexions des nombreuses surfaces présentes et du halo de l'espace. On appelle une telle lumière, lumière ambiante. Si l'on suppose que cette lumière ambiante agit de façon égale sur toutes les surfaces de toutes les directions, le modèle d'illumination devient :

$$I = I_a k_a : \text{intensité intrinsèque de l'objet } i.$$

I_a intensité de la lumière ambiante identique pour tous les objets (et généralement identique en tout point de l'espace de la scène).

k_a coefficient de réflexion de la lumière ambiante pour l'objet considéré (entre 0 et 100%) : ce coefficient caractérise le matériau de l'objet.

Remarque : Ce modèle est de peu d'intérêt et sa réalité physique est hypothétique, mais il tentera de rendre compte dans d'autres plus sophistiqués de tous les chemins complexes par lesquels un objet est atteint par la lumière et qui ne sont pas pris en compte dans le modèle d'illumination considéré. Par ailleurs, k_a ne correspond directement à aucune réalité physique de l'objet.

III.2) Réflexion lambertienne ou diffuse

La diffusion est régie dans son approche la plus simple par la loi de Lambert : une surface diffuse de façon uniforme dans tout l'espace (Cf. Figure II.10). Ce modèle peut être vu comme une bonne expression de la diffusion par réémission de photons décrite plus haut.

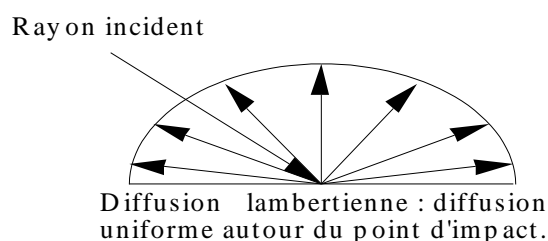


Figure II-10

La réflexion diffuse est caractéristique des matériaux tels que le papier, les poudres, les pierres granitiques...

Avec ce modèle l'aspect d'un point de la surface :

- dépend de l'angle entre la normale en ce point à la surface et la direction de ce point à la source de lumière.

- ne dépend pas de la position de l'observateur : réflexion diffuse (la lumière est réfléchie avec la même intensité dans toutes les directions : surfaces mates).

Deux facteurs sont à prendre en compte dans ce modèle d'illumination :

Soit un rayon de lumière de section dA . Il transporte une quantité de lumière dI . Il coupe un élément de surface de l'objet de surface $dA/\cos(\tau)$ (Cf. Figure II.11). Donc un élément dA de surface de l'objet reçoit une quantité de lumière $dI \cdot \cos(\tau)$.

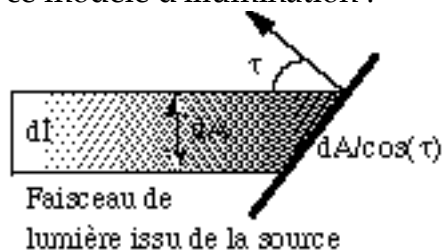


Figure II-11

L'observateur reçoit de la lumière : dans le cas de la réflexion lambertienne, la quantité de lumière réfléchie par une unité de surface dA vers un point particulier de l'espace (l'observateur par exemple) est proportionnelle au cosinus de l'angle entre la normale et la direction dans laquelle se trouve ce point

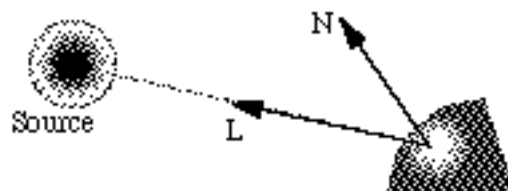


Figure II-12

(Cf. Figure II.12). Par ailleurs la quantité de surface sur l'objet vue du point d'observation est inversement proportionnelle à ce cosinus : ainsi ces deux facteurs s'annulent et la quantité de lumière reçue de l'objet est indépendante de sa direction. Elle ne dépend donc que de la lumière reçue depuis la source par l'objet.

D'où le modèle de l'équation d'illumination diffuse :

$$I = I \cdot k_d \cos(\tau) = I \cdot k_d (N \cdot L)$$

I intensité de la source de lumière.

k_d : coefficient de réflexion diffuse, dépend du matériau et est un pourcentage.

τ doit être compris entre 0 et 90° pour être éclairé par la source considérée.

III.3) Amélioration du modèle de réflexion lambertienne

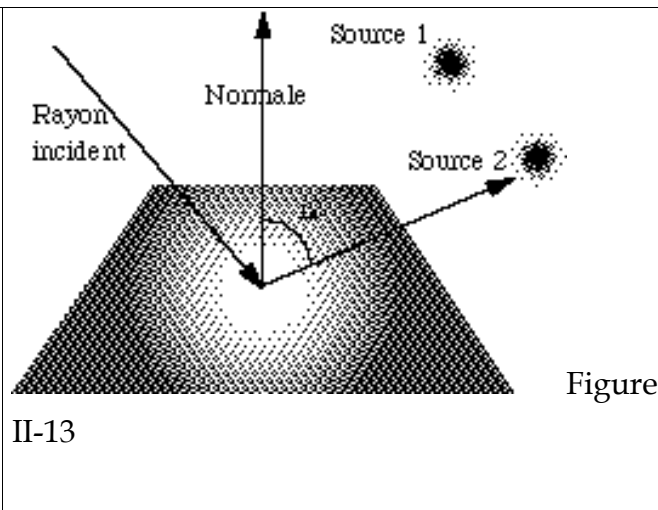
Bien que relativement simple, ce modèle tient compte de l'intensité ambiante et des différentes sources de lumière. On peut améliorer le modèle d'illumination ambiante présentée plus haut avec ce terme de diffusion lambertienne (pour une source) :

$$I = I_a k_a + I \cdot k_d (N \cdot L)$$

Ce qui nous donne pour plusieurs sources de lumière :
 si N est le vecteur normal au point d'impact, L_i le vecteur partant de ce point d'impact vers la source i , I_i la couleur de cette source.

$$I = I_{\text{ambient}} + \sum_{i=1}^{\text{lumière}} (N \cdot L_i) k_d I_i$$

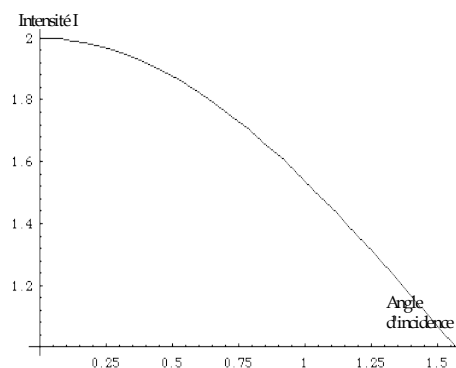
Les vecteurs sont normés (Cf. Figure II.13).



Avec ce modèle, on obtient bien un dégradé de couleur selon l'angle entre L_i et la normale, on tient compte des différentes sources lumineuses mais hélas, l'éclairement ne change pas en fonction du point de vue de l'observateur ce qui est une restriction importante par rapport à la réalité.

Par exemple, pour $I_a=I_i=1$, nous obtenons la courbe d'illumination suivante selon ce modèle dit de Gouraud (Cf. Figure II.14) :

$$I = 1 + \cos(\phi) * 1$$



On remarquera que plus le rayon arrivant de la source lumineuse est rasant et moins la surface est éclairée "utilement".

Ce modèle doit encore être détaillé pour tenir compte du fait que nous avons des couleurs sur trois composantes. Dans l'équation :

$$I = I_a k_a + I_{\text{source}} * k_d (N \cdot L)$$

I_a naturellement trois composantes R, V, B

I_a, k_a, k_d et I_{source} ont également trois composantes R, V, B.

III.4) Modèle d'illumination de Phong : prise en compte de la spéularité

Phong améliora ce modèle en 1975 [Ph75] lorsqu'il introduisit un terme correctif pour tenir compte du fait que, pour certains matériaux, l'illumination change en fonction de la position de l'observateur pour des surfaces "brillantes", comme le plastique, une pomme, la surface de l'eau sous la lune..., qui présentent un aspect non pris en compte dans les modèles précédents lorsqu'elles sont éclairées par une lumière relativement forte : il s'agit de la réflexion spéculaire de cette source de lumière qui apparaît comme une tache brillante à la surface de l'objet et qui traduit

dans, une certaine mesure, le rebond "élastique" des photons sur un atome qui n'a pas pu l'absorber et le réémettre par excitation.

Elle est caractérisée par :

- le fait qu'elle est de la couleur de la source et non de l'objet,
- le fait qu'elle se déplace à la surface de l'objet lorsque l'observateur se déplace : c'est une conséquence de la réflexion non homogène de la lumière au regard de toutes les directions, le cas limite étant celui du miroir dans lequel la lumière est réfléchie de façon symétrique par rapport à la normale du rayon incident de lumière.

On utilise un vecteur supplémentaire C_i défini comme la différence du vecteur L_i défini par le point considéré est la source i et d'un vecteur directeur incident (venant de l'œil par exemple). Tous deux sont normés, C_i marque donc la moitié du secteur angulaire. On considère aussi un coefficient photométrique n caractéristique du matériau utilisé et qui a une forte influence sur l'aspect général de l'objet.

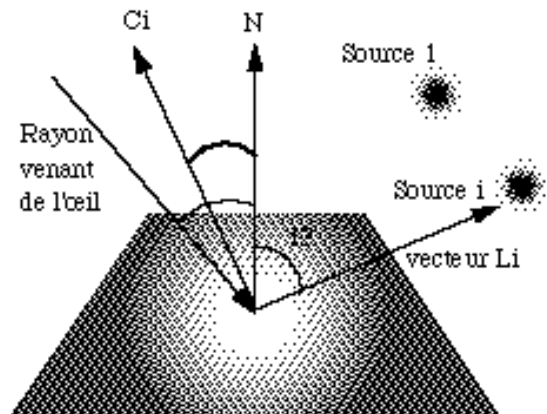


Figure II-15

Si $C_i=N$, cela veut dire que l'œil se trouve exactement sur la trajectoire de la réflexion de la source et donc que l'intensité spéculaire est maximale (Cf. Figure II.15). Ce qui nous donne le modèle suivant :

$$I = I_{\text{ambient}} + \sum_i^{\text{lumières}} (N \cdot L_i) k_d I_i + \sum_i^{\text{lumières}} (N \cdot C_i)^n k_s I_i$$

NB : la diffusion spéculaire étant de la couleur de la source (en fait du photon incident), il n'est normalement pas possible d'introduire un coefficient k_s à trois composantes R, V, B différentes. k_s est un pourcentage s'appliquant de façon identique sur toutes les composantes de couleur.

Dans le cas de ces surfaces réfléchissantes non parfaites, Phong a proposé le modèle suivant : il suppose que la réflexion spéculaire est maximum lorsque l'angle C_i et la normale, α , est nul et décroît rapidement lorsque α croît. Cette décroissance

rapide est modélisée par $(\cos \alpha)^n$ où n est l'exposant de réflexion spéculaire du matériau (que nous appellerons parfois coefficient de Phong). Les valeurs de n vont de 1 à plusieurs centaines, dépendant du matériau simulé. Plus n est grand, plus la décroissance est rapide,

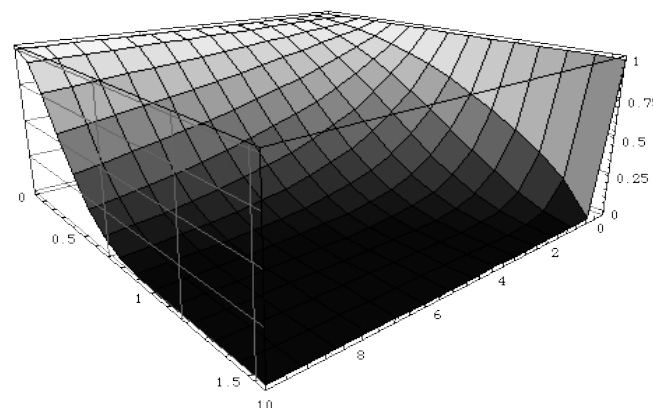


Figure II-16 : influence du paramètre de Phong

simulant une lumière spéculaire très "focalisée". Pour un réflecteur parfait, n sera infini. On en déduit le modèle d'illumination :

$$I = I_a k_a + I_{source} [k_d (N.L) + k_s \cos^n \alpha].$$

et avec $\cos \alpha = N.C$. Donc :

$$I = I_a k_a + I_{source} [k_d (N.L) + k_s (N.C)^n]$$

NB : dans cette formule, on a pour k_s $R=V=B$.

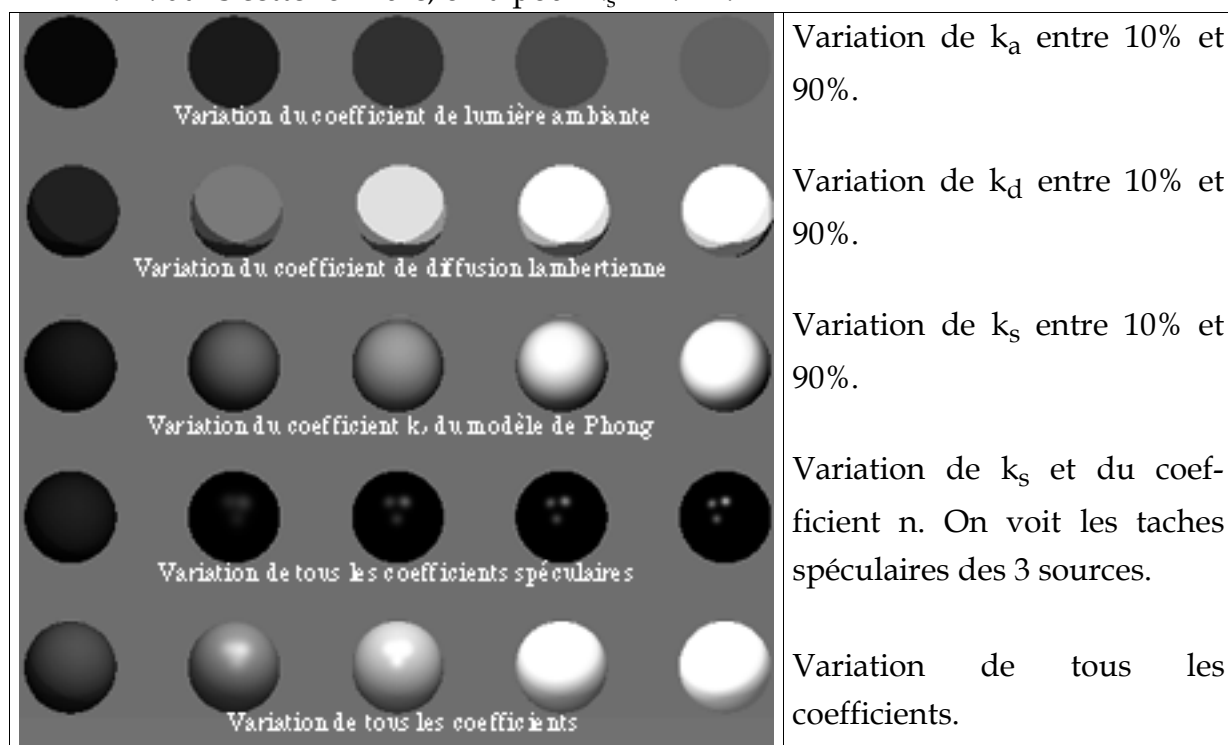


Figure II-17 : exemple de variation des paramètres photométriques

III.5) Des modèles encore plus complets

Nous présentons dans la suite le modèle d'illumination que nous utilisons et comparons un modèle qui est dérivé, mais plus complet, avec deux équations générales du rendu issues de la physique.

III.5.a) Modèle de Whitted

De nombreuses améliorations ont été apportées par la suite ([Bl82], [Co82], [HG83], [Wh80]). Certains de ces modèles sont très spécifiques (nuages, poussières...) et intègrent parfois plus de vingt paramètres. Cependant, dans le cas général, nous aurons besoin :

- du modèle de Phong,
- de l'intensité lumineuse acquise par transmission,
- de l'intensité lumineuse acquise par réflexion,
- de l'intensité lumineuse diffusée localement,
- du facteur d'atténuation (absorption) qui tient compte du fait que plus un rayon a un long trajet et moins il apporte d'énergie (loi de Beer-Lambert sur le flux lumineux : $g = \phi_0 e^{(-k \cdot \text{distance})}$). Cette absorption peut être sélective.

$$I_{\text{résultant}} = I_{\text{Phong}} + g(\text{distance})I_{\text{transmis}} + g(\text{distance})I_{\text{réfléchi}}$$

(terme local)(terme issu du rayon transmis)(terme issu du rayon réfléchi)

T. Whitted donne la formule suivante comme formule de base de l'illumination en lancer de rayon [Wh80] (où S est la composante spéculaire, T la partie transmise) :

Ce modèle se distingue de celui que nous utilisons effectivement par le fait que nous donnons la possibilité à l'utilisateur de spécifier un coefficient k_s différent selon que l'on traite un rayon venant d'une source (pourcentage identique pour toutes les longueurs d'onde) ou d'un autre point de la scène (trois pourcentages R, V, B). Cette modification mineure n'a d'autre but que de pouvoir générer des effets de rendu plus variés.

III.5.b) Équation intégrale du rendu

La luminance énergétique (flux d'énergie émis par élément de surface normale à la direction d'émission et par élément d'angle solide) réfléchi d'un élément de surface dans une direction donnée est la somme de toutes les luminances énergétiques incidentes l'atteignant, affectées de la fonction de réflexion associée aux directions incidentes et réfléchies. Cela revient à calculer un éclairage où chaque

direction incidente est pondérée par la fonction de réflexion. À ce terme on ajoute une luminance énergétique directionnelle propre pour les éléments de surface qui constituent une source de lumière. On fait également l'hypothèse qu'il n'y a pas sur le trajet de la lumière d'absorption, d'émission ou de diffusion. De plus on suppose toutes les surfaces opaques. La luminance énergétique réfléchie s'écrit donc sous la forme de l'équation intégrale suivante :

- : luminance énergétique dans la direction par l'élément différentiel de surface dA support du point x
- : la luminance énergétique propre émise dans la direction
- : fonction bidirectionnelle de réflexion, propriété de la surface dA au voisinage du point x
- : luminance énergétique incidente émanant du point x' supporté par l'élément différentiel de surface dA' vu depuis dA sous l'angle solide projeté .

Cette équation a été énoncée, sous une forme légèrement différente, par Kajiya [Ka86] :

L'équation de rendu traduit un équilibre global d'énergie entre un ensemble de surfaces. Le premier terme du membre droit de l'équation est l'émissivité directionnelle. Elle est non nulle uniquement pour les éléments de surface produisant de la lumière. Le second terme traduit les effets de la réflexion de la lumière sur la surface. C'est une intégrale sur toutes les directions possibles (c'est à dire sur l'hémisphère Ω) afin de prendre en compte toute l'énergie incidente.

III.5.c) Extension de l'équation du rendu

Dans le cadre de l'équation de rendu on a supposé que toutes les surfaces étaient opaques (pas de transmission) et qu'il n'existait pas de phénomène d'absorption, d'émission ou de diffusion entre deux points. Si l'on veut simuler un environnement comportant des milieux transparents il faut introduire dans l'équation de rendu une fonction de transmission/réflexion. De plus, dans de tels milieux la lumière peut être absorbée sur son trajet. On quitte donc le domaine d'hypothèses de l'équation de rendu.

Il faut alors considérer une nouvelle relation qui est une extension de l'équation de rendu, c'est l'équation de rendu étendue .

où

- est la sphère unitaire, couvrant toutes les directions de l'espace
- est la fonction de réflexion/transmission bidirectionnelle
- , fonction d'absorption entre deux points d'un même milieu.

Ainsi cette nouvelle équation modélise désormais également les phénomènes de diffusion par transmission au niveau des surfaces transparentes ainsi que l'absorption pendant le transport de l'énergie. On suppose que les milieux traversés sont isotropes et qu'un faisceau les traversant n'est pas diffusé. Proposer un modèle assurant la prise en compte non seulement de l'absorption, mais également de la diffusion sur le trajet de la lumière et l'implantation d'un tel modèle, sont des problèmes non encore totalement résolus aujourd'hui.

III.5.d) Modèle de Hall et lien avec l'équation étendue du rendu

Le modèle de Hall [HG83] est une extension à celui proposé par Whitted. Il est exprimé par l'équation suivante qui donne l'intensité lumineuse dirigée vers un observateur pour une longueur d'onde .

est un coefficient de réflectance diffuse

est un coefficient de réflectance spéculaire

est un coefficient de transmission

est la courbe de réflexion diffuse à la longueur d'onde

est la courbe de réflexion spéculaire à et

est la courbe de transmission à et

est le demi angle entre l'observateur et la j -ème source

est l'angle entre la normale et le rayon réfléchi

est l'angle entre la normale et le rayon transmis

est la transmittivité sur la longueur du milieu contenant le rayon réfléchi

est la transmittivité sur du milieu contenant le rayon transmis

n et n' sont les coefficients de reflet, respectivement spéculaire et de transmission

N est le vecteur normal à la surface

L_j est le vecteur normé dirigé vers la j -ème source ponctuelle.

Remarques :

- Le premier terme de l'équation de Hall est un terme dit ambiant. Il traduit l'hypothèse qu'il existe dans la scène une lumière ambiante uniforme.

- Le second terme évalue l'illumination diffuse directe, c'est à dire due seulement aux sources de lumière ponctuelles.

- Le troisième et le quatrième termes correspondent aux intensités lumineuses provenant du rayon réfléchi et du rayon transmis.

- Le cinquième et le sixième termes évaluent les reflets directs créés par les sources sur les surfaces ayant des propriétés de réflexion spéculaire diffuse et de transmission diffuse directionnelle. Cela donne l'effet d'un halo lumineux autour de la direction idéale.

- Les courbes de réflexion, ou de transmission, servent à définir plus précisément les propriétés des matériaux en fonction de la longueur d'onde et de l'angle de la lumière incidente. Elles sont parfois prises constantes.

On a les relations empiriques suivantes entre les coefficients :

Ces relations ont été déterminées par intuition et aussi par expérience car elles garantissent l'obtention d'une image visuellement satisfaisante .

III.5.e) De l'équation de rendu au lancer de rayon

Pour montrer le lien qui existe entre l'équation du rendu et le modèle de Hall, on utilise l'équation de rendu étendue car dans la méthode du lancer de rayons on modélise les milieux transparents :

Avec la fonction de réflexion/transmission :

Décomposée ainsi, elle modélise tous les modes de réflexion/transmission apparaissant dans le modèle de Hall. En effet, on peut décomposer l'équation de rendu en plusieurs intégrales formant chacune une composante.

- f_{rd} est la fonction de réflexion sur une surface lambertienne (réflexion de la lumière incidente uniforme dans toutes les directions quel que soit l'angle d'incidence). Elle ne dépend plus ni de θ ni de ϕ et n'a plus qu'un seul degré de liberté. Ceci se traduit par .

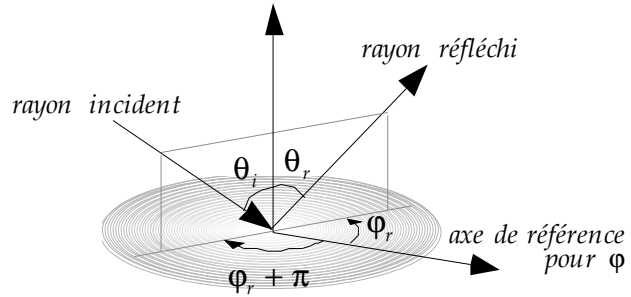
Une mesure plus intuitive des propriétés d'une surface lambertienne pourrait être le rapport entre l'énergie réfléchie diffusément et l'énergie incidente directionnelle. Un tel coefficient, compris entre 0 et 1 est appelé réflectance diffuse, notée R_d et définie par $R_d = \frac{E_{rd}}{E_{inc}}$. La radiosité   mise dans l'hémisphère vaut $R_d E_{inc}$ et l'éclairement dans la direction incidente vaut $R_d E_{inc} \cos^2 \theta$.

L'expression de la réflectance diffuse est donc $\rho_{rd}(x) = \frac{\int_{\Omega} L_r(x, \dot{\omega}_r) \cos\theta_r d\omega_r}{\int_{\Omega} L_i(x', \dot{\omega}_i) \cos\theta_i d\omega_i}$ et comme la fonction de réflexion diffuse vaut $f_{rd}(x) = \frac{L_r(x, \dot{\omega}_r)}{\int_{\Omega} L_i(x', \dot{\omega}_i) \cos\theta_i d\omega_i}$, on peut simplifier cette expression en $\rho_{rd}(x) = \int_{\Omega} f_{rd}(x) \cos\theta_r d\omega_r = f_{rd}(x) \int_{\Omega} \cos\theta_r d\omega_r$ d'où $f_{rd}(x) = \frac{\rho_{rd}(x)}{\pi}$

- f_{td} est la fonction de transmission diffuse de la lumière.
- f_{ri} est la fonction de réflectance spéculaire idéale.

Pour une surface se comportant comme un miroir idéal un rayon lumineux est réfléchi selon les lois de l'optique géométrique. La relation qui lie alors les luminances énergétiques est :

$$L_r(x, \theta_r, \varphi_r) = L_i(x', \theta_i, \varphi_i + \pi)$$



ce qui traduit bien l'égalité entre la luminance énergétique dans la direction incidente et la luminance énergétique dans la direction réfléchie.

Pour caractériser une surface réfléchissante idéale, on peut introduire la **réflectance spéculaire** $\rho_{ri}(x) = \rho_{ri}(x, \dot{\omega}_i \rightarrow \dot{\omega}_r)$ comme le rapport entre l'énergie incidente et l'énergie réfléchie, toutes deux directionnelles. Dans ce cas la direction réfléchie est déterminée selon les lois de l'optique géométrique, mais seule une fraction de l'énergie incidente est renvoyée.

$$L_r(x, \theta_r, \varphi_r) = \rho_{ri}(x) L_i(x', \theta_i, \varphi_i + \pi)$$

La réflectance spéculaire est comprise entre 0 et 1. Ainsi, elle est plus aisée à manipuler qu'une fonction de réflexion bidirectionnelle. Il faut donc déterminer le lien entre la fonction de réflexion spéculaire idéale et la réflectance spéculaire. Or, dans le cas de la réflexion idéale, l'équation de réflexion qui lie $L_r(x, \theta_r, \varphi_r)$ et $L_i(x', \theta_i, \varphi_i + \pi)$ est $L_r(x, \theta_r, \varphi_r) = \int_{\Omega} f_{ri}(x, \theta_i, \varphi_i, \theta_r, \varphi_r) L_i(x', \theta_i, \varphi_i) \cos\theta_i d\omega_i$ où $f_{ri}(x, \theta_i, \varphi_i, \theta_r, \varphi_r)$ est la fonction de réflexion spéculaire idéale dont on cherche la forme pour obtenir une formule de L_r plus simple.

Si la fonction de réflexion que l'on cherche doit avoir certaines caractéristiques suivantes :

- indépendance de l'angle d'incidence la luminance énergétique réfléchie. f_{ri} doit donc comporter un terme en $1/\cos\theta_i$;

- lors de l'intégration sur l'hémisphère incident, on ne sélectionne que la direction $(\theta_r, \varphi_r + \pi)$, car il ne faut prendre en compte que l'énergie arrivant de cette direction. f_{ri} doit donc faire intervenir une distribution de Dirac centrée en ;

- proportionnalité suivant , donc doit comprendre le facteur .

On définit alors de la manière suivante [CW93]:

Et on vérifie que l'on a bien alors :

Démonstration

En développant la l'expression de L_r on obtient :

$$L_r(x, \theta_r, \varphi_r) = \int_{\Omega} \frac{\rho_{ri}(x)}{\cos\theta_i} \delta(\cos\theta_i - \cos\theta_r) \delta(\varphi_i - (\varphi_r + \pi)) L_i(x', \theta_i, \varphi_i) \cos\theta_i d\omega_i$$

On peut sortir ρ_{ri} qui est constant, simplifier les $\cos\theta_i$ au numérateur et au dénominateur et écrire $d\omega_i$ en fonction de θ_i et φ_i .

$$L_r(x, \theta_r, \varphi_r) = \rho_{ri}(x) \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \delta(\cos\theta_i - \cos\theta_r) \delta(\varphi_i - (\varphi_r + \pi)) L_i(x', \theta_i, \varphi_i) \sin\theta_i d\theta_i d\varphi_i$$

On sépare ensuite l'intégrale double :

$$L_r(x, \theta_r, \varphi_r) = \rho_{ri}(x) \int_0^{\pi/2} \delta(\cos\theta_i - \cos\theta_r) \sin\theta_i \left[\int_0^{2\pi} \delta(\varphi_i - (\varphi_r + \pi)) L_i(x', \theta_i, \varphi_i) d\varphi_i \right] d\theta_i$$

D'après les propriétés d'une distribution de Dirac, appliquées sur la seconde intégrale, cette expression devient :

$$L_r(x, \theta_r, \varphi_r) = \rho_{ri}(x) \int_0^{\pi/2} \delta(\cos\theta_i - \cos\theta_r) L_i(x', \theta_i, \varphi_r + \pi) \sin\theta_i d\theta_i$$

En posant le changement de variables $u_i = \cos\theta_i$ on obtient :

$$L_r(x, \theta_r, \varphi_r) = \rho_{ri}(x) \int_0^1 \delta(u_i - u_r) L_i(x', \arccos(u_i), \varphi_r + \pi) du_i$$

Or, $u_r \in [0, 1]$ donc les propriétés de la distribution de Dirac permettent d'écrire $L_r(x, \theta_r, \varphi_r) = \rho_{ri}(x) L_i(x', \arccos(u_r), \varphi_r + \pi)$, soit après changement de variable inverse :

$$L_r(x, \theta_r, \varphi_r) = \rho_{ri}(x) L_i(x', \theta_r, \varphi_r + \pi)$$

qui traduit bien la propriété désirée pour une surface spéculaire idéale.

- f_{ti} est la fonction de transmission idéale (Snell-Descartes sur la transmission).

Une surface transparente ne diffusant pas la lumière peut la transmettre de façon idéale. Un rayon incident donne ainsi un rayon réfracté. On veut caractériser une surface présentant une telle propriété. On introduit alors la transmittance idéale. Elle est définie comme le rapport entre l'énergie du rayon réfracté et l'énergie du rayon incident.

Le rayon transmis est dans le même plan que le rayon incident, donc $\varphi_t + \pi = \varphi_0$. Les angles θ_0 et θ_t suivent la loi de Descartes $n_1 \sin\theta_0 = n_2 \sin\theta_t$ où n_1 et n_2 sont respectivement les indices de réfraction du premier et du second milieu.

On désire donc que les luminances énergétiques transmise et incidente vérifient, si la transmission est possible, la relation suivante où T est la transmittance idéale.

Par analogie avec l'équation de réflexion, l'équation de transmission est :

Il faut donc une fonction de transmission idéale qui permettent d'obtenir entre les deux expressions de L_t .

Prenons T alors on vérifie bien que :

- f_{r0} est la fonction de réflexion orientée (diffusion autour d'une direction principale lors de la réflexion du rayon).
- f_{t0} est la fonction de transmission orientée (diffusion autour d'une direction principale lors de la transmission du rayon).

III.5.e.1) Composante diffuse

Termes correspondants dans l'équation de rendu :

L_d est la composante diffuse de la distribution de luminance énergétique de la scène. Son expression fait bien apparaître son caractère global car la distribution de luminance énergétique apparaît dans le membre droit dans les intégrales.

Or en lancer de rayons on se restreint à un modèle local, c'est-à-dire d'illumination directe. Les sources lumineuses sont ponctuelles et modélisées par une distribution de Dirac. Les deux intégrales de l'équation ci-dessus, chacune sur leur hémisphère, se décomposent alors en deux sommes sur l'ensemble des sources lumineuses, et on obtient ainsi la formule :

où :

- S représente ici l'ensemble des sources lumineuses
- $V(x, x_s)$ est une fonction de visibilité ; il en existe une pour l'hémisphère d'où proviennent les rayons par réflexion et une autre pour l'hémisphère d'où arrivent les rayons par transmission.

Si l'on compare avec l'équation de Hall, des similitudes apparaissent avec le terme ρ qui approxime la composante due à la réflexion diffuse. On retrouve bien le produit scalaire équivalent au cosinus de l'équation du rendu. En revanche l'expression de ρ , même si elle découle de certaines hypothèses simplificatrices sur le comportement des surfaces, est issue d'un modèle physique. Dans le modèle de Hall on ne voit, par exemple, pas de dépendance de l'intensité lumineuse reçue en fonction de la distance. De plus seule l'illumination par réflexion diffuse est prise en compte.

Comme le lancer de rayons n'utilise qu'un modèle d'éclairage direct, il manque tous les termes d'éclairage indirect. Dans le modèle de Hall on suppose que l'ensemble des contributions indirectes est à peu près constante dans toute une scène. D'où l'ajout du terme ambiant de l'équation de Hall ρ_a qui approxime les multiréflexions entre toutes les surfaces de la scène. La lumière ambiante évite d'avoir des scènes trop sombres lorsqu'elles sont rendues par la méthode du lancer de rayons.

III.5.e.2) Composante spéculaire idéale

La composante spéculaire idéale de la distribution de luminance énergétique donne pour terme issu de l'équation de rendu :

où \mathbf{p} est le point d'où vient le rayon réfléchi dont la direction est \mathbf{d} .

Or, en reprenant l'expression de la fonction de réflexion spéculaire idéale f_{ri} , cette intégrale vaut :

Son équivalent dans l'équation de Hall est ρ_s qui tient compte lui de l'absorption de la lumière le long du chemin parcouru par le rayon réfléchi, tout comme dans l'équation de rendu étendue. Dans ce mode de réflexion les deux modèles sont assez proches. Le terme ρ_s a pour homologue ρ .

III.5.e.3) Composante de transmission idéale

La composante de transmission idéale de la distribution de luminance énergétique donne pour terme issu de l'équation de rendu :

où \mathbf{p} est le point d'où vient le rayon transmis dont la direction est \mathbf{d} .

Elle se simplifie en :

Le terme correspondant dans l'équation de Hall

Ce terme est le symétrique pour la transmission de la composante spéculaire idéale. Donc encore une fois les deux modèles sont proches.

III.5.e.4) Composante spéculaire diffuse

Dans l'équation de rendu étendue, la composante spéculaire diffuse (réflexion orientée) s'écrit :

Elle prend en compte toute l'énergie incidente d'un angle solide autour d'une direction principale. Si on se restreint au modèle d'illumination directe par les sources ponctuelles, l'équation ci-dessus devient :

où ω est la direction de la source depuis le point x .

L'équivalent de cette composante dans l'équation de Hall est le terme dit de Phong :

C'est le modèle de réflexion de Phong qui est utilisé. Il approxime une véritable fonction de réflexion dont la nature est difficile à préciser tant elle dépend étroitement des propriétés de surface des matériaux.

Dans le modèle de Hall l'intensité lumineuse reçue ne dépend pas de la distance. Le terme dérivé de l'équation de rendu étendue est plus réaliste car fondé sur un modèle physique.

III.5.e.5) Composante de transmission orientée

Cette composante est l'équivalent de la réflexion spéculaire diffuse pour la transmission. On retrouve donc les mêmes analogies.

devient pour un éclairage uniquement direct :

Le terme de l'équation de Hall correspondant étant :

III.5.e.6) Conclusion

On voit à travers cette comparaison que le modèle de Hall s'approche par certains aspects du modèle physique de l'équation de rendu étendue, appliqué au

cas particulier de l'illumination directe. On remarque également que l'absorption n'est pas systématiquement prise en compte.

Dans l'équation de rendu étendue, tous les coefficients utilisés sont une modélisation physique de la réalité. Les relations qui les lient n'ont pas leur équivalent dans le modèle de Hall où elles ne sont qu'empiriques. Le seul terme de Hall qui n'ait pas son équivalent dans l'équation de rendu est le terme ambiant. Celui-ci a été introduit à cause des limitations du modèle local d'illumination pour approximer la contribution de toutes les réflexions indirectes.

On peut redéfinir les équations du lancer de rayons afin qu'elles utilisent des coefficients dérivés du modèle de l'équation de rendu étendue. Plutôt que d'utiliser des intensités lumineuses, dont l'unité n'est d'ailleurs pas toujours bien définie, il serait préférable d'associer une luminance énergétique à un rayon. En effet la luminance énergétique est conservée, s'il n'y a pas d'absorption, le long d'un faisceau. Pour les milieux transparents isotropes, non diffusants, elle dépend de la transmittivité. On considère alors le rayon comme l'approximation d'un faisceau. En revanche, il reste toujours à évaluer la composante diffuse de la distribution de luminance énergétique qui est fautive si l'on conserve un modèle d'illumination direct et non global [La95].

Conclusion

La modélisation physique, puis informatique, des interactions lumière/matière est complexe et demeure un sujet actif de recherche. Le lancer de rayon utilise des modèles empiriques relativement simples. Il existe des analogies entre les plus évolués de ces modèles et les équations physiques du rendu, même si quelques termes sont arbitraires et ne servent qu'à pallier certains défauts. Cependant, ces modèles, et en particulier le modèle de Whitted que nous utilisons, sont tout à fait satisfaisants pour obtenir des images de qualité et sont des supports adaptés à nos travaux qui portent sur l'optimisation du lancer de rayon et pas sur la recherche d'un meilleur modèle d'illumination.

Bibliographie

[BERKELEY] : Cours de physique de Berkeley volume 2. - Armand Colin, Collection U. 1984.

[Bl82] : BLINN (J.F.) - "Light reflection functions for simulation of clouds and dusty surfaces". Siggraph'82 conference proceedings, 16(3), july 1982, p. 21-29.

[Bo79] : Encyclopédie Bordas, Sciences Pures, Bordas, 1979.

- [Ca94] : CALLET (P.). - "De l'effet de la mouture des pigments sur la couleur des poudres et des peintures", International Journal of CAD/CAM and computer graphics, 9(6), 1994, p. 831-845.
- [Co82] : COOK (R.L.), TORRANCE (K.E.). - "A reflectance model for computer graphics". - ACM trans. graph., 1, 1982, p. 7-24.
- [CW93] : COHEN (M.F.), WALLACE (J.R.). - "Radiosity and realistic image synthesis". Londres : Academic Press limited, 1993. 381 p.
- [Gl89] : An introduction to ray tracing / sous la direction de Andrew S. Glassner. - Londres : Academic press limited, 1989. 327 p.
- [Go71] : GOURAUD (Henri). - "Continuous shading of curved surfaces". IEEE Transaction on computers, 20(6), 1971, p. 623-629.
- [HG83] : HALL (R.A.), GREENBERG (D.). - "A testbed for realistic image synthesis". - ACM trans. graph., 3, 1983, p.10-20.
- [Ka86] : KAJIYA (J.T.). - "The rendering equation". - Computer graphics, 20(4), Août 1986, p. 143-150.
- [La95] : LAOUBI (A.). - "Radiosité et lancer de rayon pour un modèle pour un modèle global d'illumination". - [1995]. - 81 f. dactyl. Rapport de DEA : Université de Marne-La-Vallée.
- [Mo81] : MORAVEC (Hans P.). - "3D graphics and the wave theory". - Computer graphics, 15(3), Aug. 1981, p. 291-296.
- [Ph75] : PHONG (B. T.). - "Illumination for computer generated pictures". Communication of the ACM. 18(6), juin 1975, p. 311-317.
- [Si89] : SILLON (François). - "Simulation de l'éclairage pour la synthèse d'images : réalisme et interactivité". - [1989]. - 172 f. dactyl. Thèse spécialité informatique : PARIS-SUD centre d'ORSAY.
- [Wh80] : WHITTED (T.). - "An improved illumination model for shaded display". - Communication of ACM, 23 (6), 1980, p.343-349.