

Paramétrage automatique des algorithmes de rendu par méthodes de Monte-Carlo

Pascal Gautron, Philippe Blasi, Lilian Aveneau

IRCOM-SIC
86000 FUTUROSCOPE

pgautron@cs.ucf.edu, blasi,aveneau@sic.sp2mi.univ-poitiers.fr

Résumé : *Les méthodes de Monte Carlo permettent de calculer sans hypothèses simplificatrices l'illumination d'une scène. Cependant, leur paramétrage reste délicat et peut conduire selon les cas, soit à un sur-échantillonnage, couteux en temps et en mémoire, soit à un sous-échantillonnage, provoquant des artefacts visuels. Nous étudions dans cet article un paramétrage des simulations de Monte Carlo se fondant sur une analyse des propriétés géométriques, optiques et énergétiques des objets composant la scène. Le paramétrage s'effectue grâce à un unique critère de qualité synthétisant les résultats de cette analyse.*

Mots-clés : Rendu Monte Carlo, photon map, paramétrage

1 Introduction

1.1 Problème

Le principal axe de recherche en rendu réaliste est la modélisation fidèle du comportement de la lumière afin de réaliser des simulations d'éclairage aussi précises que possible. En effet, la qualité des images obtenues dépend très fortement de la modélisation des interactions lumière-matière utilisée. L'équation de luminance [Kaj86] permet de définir, sous forme d'une équation intégrale, l'énergie lumineuse émise en tout point d'une scène, pour toutes les directions. Elle permet donc une connaissance précise de l'éclairage de la scène. Toutefois, cette équation n'a pas de solution analytique dans le cas général. Diverses méthodes numériques, dont les méthodes de Monte Carlo [Dut96][Jen96][Laf96][Pat93], ont donc été développées depuis plusieurs années afin de résoudre approximativement cette équation.

Nous utiliserons ici une approche de simulation de Monte Carlo : le transport de l'énergie lumineuse est calculé en émettant, sous forme d'un ensemble de rayons nommés "photons", l'énergie depuis les sources lumineuses vers les objets de la scène considérée. Les trajets des photons ainsi émis sont générés aléatoirement, selon des fonctions de densité de probabilité adaptées aux caractéristiques optiques et géométriques des objets considérés.

L'énergie reçue par chaque objet est alors stockée dans une structure adaptée, telle qu'une carte de photons [Suy02]. Cette structure permet le stockage des coordonnées de chaque impact des photons sur les objets.

Un calcul exact du transport de l'énergie lumineuse nécessiterait un nombre infini de photons afin d'échantillonner toutes les directions et positions possibles lors de l'émission d'énergie. De plus, l'ensemble des directions possibles devrait être échantillonné lors de la réémission de l'énergie. Chaque photon incident devrait donc être fractionné lors de chaque impact sur une surface. Ceci aurait pour conséquence une explosion combinatoire incontrôlée du nombre de photons (cf. Figure 1(a)).

Les méthodes classiques de simulation de Monte Carlo par chaînes de Markov permettent d'éviter l'explosion combinatoire et d'utiliser un nombre fini de photons : ceux-ci sont émis depuis les sources lumineuses, mais ne sont pas fractionnés lors de l'impact sur les objets de la scène (cf. Figure 1(b)). Afin de pallier le sous-échantillonnage des directions de réémission, un échantillonnage satisfaisant de la scène nécessite alors l'émission d'un très grand nombre de photons depuis les sources lumineuses. Il en résulte en général un sur-échantillonnage important des sources lumineuses, ainsi qu'un éventuel sous-échantillonnage de la réémission depuis les surfaces des objets (cf. Figure 2). En effet, l'utilisation d'une unique direction de réémission induit un défaut d'échantillonnage de la surface de réémission : des surfaces diffuses et spéculaires sont simulées de manière identique. Les surfaces diffuses sont donc sous-échantillonnées.

L'objectif de notre méthode est d'émettre un nombre de photons adapté aux caractéristiques optiques et géométriques des éléments de la scène considérée, afin de réduire les défauts d'échantillonnage (cf. Figure 3). Ainsi les sources

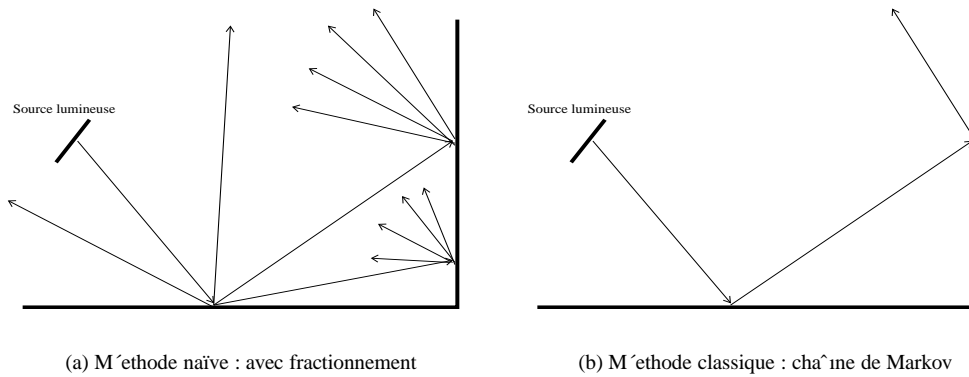


FIG. 1 – Méthodes d’émission de photons

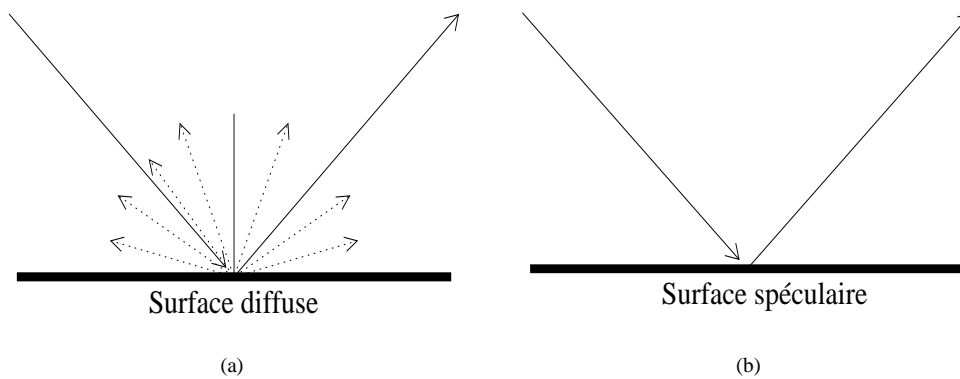


FIG. 2 – L’utilisation d’une unique direction de réémission induit un défaut d’échantillonnage de la surface de réémission. Les surfaces en (a) et (b), respectivement diffuse et spéculaire, sont simulées de manière identique. La surface diffuse est donc, de manière évidente, sous-échantillonnée.

lumineuses seront échantillonnées de manière moins dense, et les photons pourront être fractionnés si nécessaire lors de leur réflexion sur des objets de la scène. Toutefois, ce fractionnement entraîne une explosion combinatoire. Celle-ci devra donc être contrôlée afin que cette méthode soit utilisable en des temps raisonnables.

1.2 Notre approche

Afin d’obtenir une meilleure modélisation du transport de l’énergie lumineuse, la quantité de photons émis devrait être adaptée aux propriétés optiques et géométriques des éléments de la scène. Dans ce but, notre approche est de définir des paramètres caractérisant l’influence de chacune de ces propriétés sur le nombre d’échantillons requis. De plus, nous avons choisi de définir une notion de qualité de la simulation, conditionnant la quantité de photons utilisée.

Classiquement, le nombre de photons émis pour une source lumineuse donnée est uniquement lié à sa puissance. Toutefois, cette méthode n’est pas suffisante. En effet, la surface des sources, ainsi que le caractère directionnel de leur fonction d’émission, que nous appellerons “directionnalité”, influent de manière importante sur le volume échantillonné (cf. Figure 4).

Lors de la réémission de l’énergie à l’aide de la méthode classique utilisant les chaînes de Markov, l’absence de fractionnement des photons incidents engendre fréquemment des sous-échantillonnages. Afin de réduire le sur-échantillonnage des sources lumineuses et le sous-échantillonnage des surfaces de réflexion, nous proposons de pallier le sous-échantillonnage lors de la réémission par un fractionnement adaptatif des photons lors de l’impact

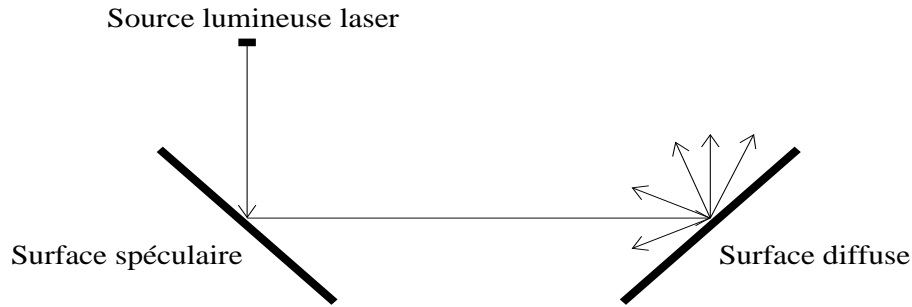


FIG. 3 – Exemple de configuration obtenue en adaptant la quantité de photons émis aux propriétés des surfaces émettrices

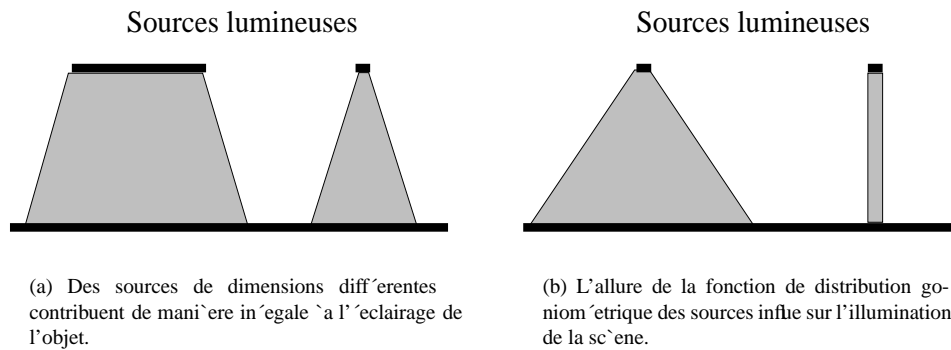


FIG. 4 – Caractéristiques généralement ignorées des sources lumineuses dans les méthodes classiques

sur les éléments de la scène.

De manière analogue à l'émission depuis les sources lumineuses, le taux de fractionnement doit être adapté aux caractéristiques de la réémission. Celles-ci seront définies par l'énergie du photon incident ainsi que par les caractéristiques de la surface réfléchissante. Celles-ci sont modélisées à l'aide de sa fonction de distribution réflectance bidirectionnelle (ou BRDF : Bidirectional Reflectance Distribution Function), indiquant le pourcentage d'énergie réémis dans une direction donnée \vec{V}' préalablement reçue depuis une direction \vec{V} . La direction \vec{V} étant connue, il est alors possible de déterminer une valeur de directionnalité de la BRDF d'une surface de manière analogue aux fonctions de distribution goniométriques.

Dans la section suivante, nous définirons tout d'abord une notion de qualité de simulation donnée par l'utilisateur, conditionnant les quantités de photons émises. Puis, nous présenterons les paramètres d'énergie, d'aire, ainsi que de directionnalité mentionnés précédemment.

2 Paramètres

L'objectif de ce travail est la détermination d'une quantité de photon émis adaptée aux propriétés optiques des objets. Nous définirons tout d'abord une mesure de la qualité désirée de la simulation avant de décrire les paramètres liés aux caractéristiques des objets.

La qualité de la simulation est représentée par une valeur dans l'intervalle $[0, 1]$, 0 définissant une qualité minimale, et 1 une qualité maximale. La qualité du résultat fourni par méthode de Monte Carlo étant quadratique par rapport au nombre d'échantillons, la quantité de photons émis pour une source lumineuse, notée N_{MAX} , est alors donnée par l'équation 2.1, $ENTIER_MAX$ et Q étant respectivement le plus grand entier représentable et la qualité demandée.

$$N_{MAX} = Q^2 * (ENTIER_MAX) \quad (2.1)$$

Les méthodes classiques définissent un paramètre proportionnel à la puissance des sources lumineuses afin d'adapter la quantité de photons à la source considérée. Nous avons donc choisi de conserver ce paramètre, tout en l'étendant également aux photons lors des réémissions. Ainsi, à toute source lumineuse et à tout photon peut être associé un paramètre α_E appartenant à $[0, 1]$ représentant le rapport entre l'énergie lumineuse d'une source ou d'un photon donné et l'énergie émise par la source la plus puissante de la scène.

Le paramètre d'aire α_A est défini proportionnellement à l'aire de chacune des sources lumineuses. En effet, dans le cas d'un échantillonnage régulier, le nombre d'échantillons requis pour une surface est proportionnel à son aire. La valeur de ce paramètre est définie par rapport à l'aire de la source la plus étendue de la scène considérée. À cette source est alors attribuée la valeur $\alpha_A = 1$.

La définition d'un paramètre de directionnalité α_D lié aux fonctions de distribution goniométriques et aux BRDF nécessite l'analyse de la fonction considérée afin d'en déduire ses caractéristiques.

2.1 Directionnalité

La méthode de caractérisation de fonctions développée et présentée ici est basée sur un échantillonnage de la fonction considérée, suivi d'une phase d'analyse des échantillons obtenus afin de mettre en évidence les directions privilégiées par la fonction. Celles-ci permettent alors de calculer un paramètre de directionnalité indispensable au paramétrage de la simulation.

Nous définirons en premier lieu une méthode d'échantillonnage adaptée à la détection de directions privilégiées des fonctions. Nous proposerons ensuite une méthode d'analyse des échantillons générés, aboutissant à la définition d'un paramètre de directionnalité.

2.1.1 Échantillonnage

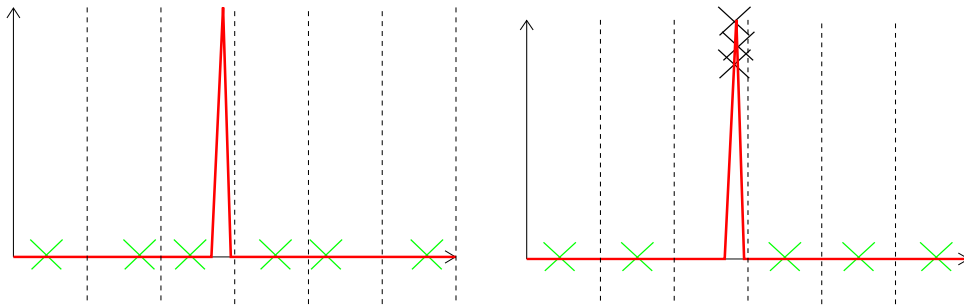
Le but de cette analyse est d'identifier tous les maxima locaux de la fonction considérée. L'échantillonnage stratifié n'est donc pas satisfaisant, certains maxima (tels que des pics de specularité) pouvant être ignorés (cf. Figure 5(a)). La méthode d'échantillonnage utilisée effectue en premier lieu un échantillonnage d'importance (réalisé par rejet ou par une méthode d'échantillonnage d'importance adaptée) de la fonction, afin d'augmenter statistiquement la densité d'échantillonnage des maxima. Cette phase est suivie d'un échantillonnage stratifié à l'aide d'une grille régulière, afin d'obtenir un échantillonnage uniforme de la fonction (cf. Figure 5(b)). L'algorithme d'échantillonnage est le suivant :

```
{ Soit  $I$  l'ensemble des échantillons obtenus par échantillonnage
  d'importance de la fonction
{ Soit  $S$  l'ensemble des strates définies uniformément sur le domaine
{ Pour chaque strate  $s \in S$ 
  { S'il existe un ensemble d'échantillons  $i \subseteq I$  dans  $s$ , la valeur de la
    fonction correspondant à la strate  $s$  est la moyenne des valeurs de  $i$ 
  { Sinon, la valeur correspondant à  $s$  est obtenue en évaluant la fonction
    au point central de  $s$ 
```

La fonction étant échantillonnée de manière satisfaisante, les échantillons doivent alors être analysés afin d'extraire les caractéristiques de la fonction.

2.1.2 Analyse de la variance

La variance d'une fonction donne une indication sur le caractère constant de celle-ci : si la fonction est constante alors la variance est nulle. Dans le cas de fonctions de distribution goniométriques ou de BRDF, une fonction constante est purement diffuse. La variance constitue donc un indicateur du caractère non directionnel d'une BRDF ou d'une fonction de distribution goniométrique. Un seuil sur cette valeur peut alors constituer un critère de décision efficace. Toutefois, sa valeur doit être déterminée. En se basant sur l'étude d'un ensemble de fonctions, nous avons statistiquement fixé la valeur de seuil à 0.015. Les fonctions présentant une variance inférieure à ce seuil sont alors considérées comme diffuses, ou non directionnelles. À l'inverse, si le seuil est dépassé, les fonctions sont non diffuses. Toutefois, des fonctions présentant des valeurs de variance élevées peuvent comporter une



(a) Dans le cas de fonction comportant un pic d'étendue très réduite, un échantillonnage stratifié classique ne convient pas. En effet, les échantillons générés indiquent ici une fonction uniformément nulle.

(b) La méthode développée permet de réaliser un échantillonnage plus représentatif de la fonction. Les valeurs élevées sont échantillonnées dans la première phase. Les faibles valeurs le sont à l'aide de l'échantillonnage stratifié.

FIG. 5 – Méthodes d'échantillonnage de fonctions

quantité variable de directions privilégiées. Une analyse plus fine est alors requise dans ce dernier cas, reposant sur un regroupement des échantillons constituant les pics de la fonction.

2.1.3 Regroupement d'échantillons

Le regroupement a pour objectif l'agglomération des échantillons obtenus par échantillonnage d'importance afin de déterminer les directions privilégiées de la fonction. Ces directions privilégiées sont caractérisées par des valeurs élevées de la fonction. L'algorithme développé repose donc sur une identification séquentielle des maxima à partir des échantillons présentant les valeurs les plus élevées : les échantillons les plus proches du maximum sont agglomérés jusqu'à atteindre un seuil fixé. Le groupe formé est alors identifié comme représentant un maximum local de la fonction. Les échantillons le constituant sont alors retirés de l'ensemble des échantillons devant être analysés. Ce processus est alors réitéré jusqu'à remplir une condition d'arrêt.

Cette méthode de regroupement est basée sur le principe du regroupement hiérarchique [JMF99], procédant par fusions successives de groupes de points.

```

{ Soit  $P$  l'ensemble des groupes
{ Soit  $G$  l'ensemble des groupes sélectionnés
{  $G = \emptyset$ 
{ Au départ, chaque point constitue un groupe :  $P = \{P_1, P_2, \dots\}$ 
{ REPETER
  { Rechercher le groupe  $P_i$  ayant la valeur moyenne maximale
  { REPETER
    { Choisir un groupe  $P_j$  telle que  $d_{i,j}$  soit minimale
    {  $P_i = P_i \cup P_j$ 
    {  $P = P - \{P_j\}$ 
  { JUSQU'A atteindre un critère d'arrêt
  {  $G = G \cup P_i$ 
  {  $P = P - \{P_i\}$ 
{ JUSQU'A ce que la valeur moyenne de chaque groupe de  $P$  ne dépasse pas celle
  d'une BRDF de type diffus

```

Cet algorithme requiert la notion de distance inter-groupes. Les pics de fonctions étant caractérisés par des groupes compacts, nous avons utilisé la méthode dite de "complete linkage" : lors de la fusion des groupes C_i et C_j , la distance du nouveau groupe C_{ij} à un groupe C_k est définie par l'équation 2.2.

$$d(C_{ij}, C_k) = \max\{d(C_i, C_k), d(C_j, C_k)\} \quad (2.2)$$

La formation d'un groupe nécessite la définition d'un critère d'arrêt afin de limiter le regroupement au pic considéré. Sachant qu'un pic est caractérisé par un ensemble d'échantillons comportant une valeur de fonction élevée et variant peu, nous utilisons un seuil sur la variance de la fonction dans le groupe en cours de formation.

L'étude d'un ensemble de fonctions nous a permis de déterminer statistiquement un seuil de variance, fixé à 15% de la variance globale.

Lors de l'application d'un algorithme de regroupement hiérarchique, chaque échantillon appartient à un groupe. Une sélection des groupes "pertinents" est donc nécessaire afin d'obtenir des résultats satisfaisants. Sachant que les groupes sont formés à partir des plus grandes valeurs de la fonction, et que les échantillons sont plus nombreux au voisinage des pics de celle-ci, les groupes négligeables sont ceux comportant une quantité trop faible d'échantillons. Nous avons donc défini un seuil sur la taille des groupes, fixé à 10% du nombre total d'échantillons, ce qui permet d'éliminer les groupes trop réduits.

Les directions privilégiées des fonctions étant déterminées, il reste à les interpréter afin d'en déduire des valeurs de directionnalité.

2.1.4 Interprétation des résultats

Le regroupement d'échantillons a pour objectif le calcul d'un paramètre de directionnalité de la fonction considérée. Ce paramètre est utilisé afin de déterminer la quantité de photons nécessaire à l'émission primaire et aux réémissions successives.

L'échantillonnage d'une fonction très directionnelle telle qu'une BRDF idéalement spéculaire ne requiert qu'un nombre très faible de photons. A l'inverse, l'échantillonnage d'une BRDF idéalement diffuse nécessite un grand nombre de photons. La valeur du paramètre de directionnalité doit donc être maximale pour une fonction non directionnelle, et minimale dans le cas très directionnel.

La directionnalité étant donnée par la quantité de directions privilégiées, le paramètre de directionnalité de la fonction peut être défini à l'aide de la somme des étendues de ses pics. En effet, nous pouvons considérer qu'une fonction non directionnelle comporte un unique pic, dont l'étendue est celle du domaine de la fonction. Dans le cas d'une fonction telle qu'une BRDF proche du spéculaire, l'étendue du pic tend vers 0. Un tel paramètre de directionnalité a donc pour forme :

$$\alpha_D = \frac{\sum_i \text{Étendue du pic } i}{\text{Étendue du domaine}} \quad (2.3)$$

Les fonctions étudiées sont soit des fonctions de distribution goniométrique, soit des BRDF dont la direction d'incidence est connue. Elles sont donc définies sur l'hémisphère de réflexion de la surface considérée. L'étendue d'un pic i est alors définie par l'angle solide ω_i qu'il couvre. Sachant que l'angle solide d'un hémisphère est 2π , l'équation 2.3 devient alors :

$$\alpha_D = \frac{\sum_i \omega_i}{2\pi} \quad (2.4)$$

L'angle solide correspondant à un ensemble d'échantillons est défini par les valeurs extrémales de coordonnée sphérique. Cette méthode, qui favorise les pics larges, fournit des résultats satisfaisants, les groupes formés par la méthode de regroupement étant suffisamment compacts.

2.2 Paramétrage global

Les trois critères d'énergie, d'aire et de directionnalité définis précédemment fournissent les données nécessaires au paramétrage de l'émission et de la réflexion. Toutefois, ces valeurs doivent être combinées afin d'obtenir le nombre de photons devant être émis ou réémis.

Lors de la définition du paramètre global, nous avons séparé le cas de l'émission primaire de celui de la réémission. En effet, l'émission primaire doit être paramétrée par l'aire des sources lumineuses. Cette notion d'aire n'est plus présente lors de la réémission, un photon ne possédant pas de surface.

La quantité de photons N émise par les sources lumineuses primaires est alors définie par l'équation 2.5, qui

garantit une adaptation à toutes les propriétés optiques définies précédemment.

$$N = \alpha_E \times \alpha_A \times \alpha_D \times N_{MAX} \quad (2.5)$$

Comme indiqué précédemment, cette formule n'est pas valide lors de réflexions car le critère α_A est nul. Un paramètre de réémission de forme similaire au paramètre d'émission est donc défini afin de ne prendre en compte que les critères d'énergie et de directionnalité. Le paramètre lié à la réflexion est alors :

$$N_{réflexion} = \alpha_E \times \alpha_D \times N_{MAX_{Réflexion}} \quad (2.6)$$

La valeur $N_{MAX_{Réflexion}}$ doit être déterminée en fonction de N_{MAX} , afin d'obtenir des paramètres cohérents. $N_{MAX_{Réflexion}}$ a été définie en tenant le raisonnement suivant.

Soit une scène composée d'une boîte de Cornell présentant des parois purement diffuses et contenant une seule source lumineuse dont le paramètre d'émission est α . Sans paramétrage, N_{MAX} photons sont émis depuis la source. Lors de chaque réflexion, N_{MAX} photons au total sont donc réémis dans la scène. L'objectif du paramétrage est d'augmenter la qualité de la distribution des photons dans la scène. Ainsi, l'impact des photons primaires sur une surface idéalement diffuse doit avoir pour conséquence un taux de fractionnement maximal. La valeur $N_{MAX_{Réflexion}}$ est alors calculée de manière à rémettre N_{MAX} photons lors du premier impact.

Avec paramétrage, $\alpha \times N_{MAX}$ photons sont émis depuis la source lumineuse. Chacun d'eux a alors comme paramètre d'énergie la valeur $\frac{1}{\alpha \times N_{MAX}}$. Si N_{MAX} photons sont réémis, alors le taux de fractionnement de chaque photon est donné par :

$$taux = \frac{N_{MAX}}{\alpha \times N_{MAX}} = \frac{1}{\alpha}$$

Nous savons que le taux de fractionnement est calculé selon l'équation 2.6. De plus, les parois de la boîte de Cornell considérée sont idéalement diffuses, ce qui implique $\alpha_D = 1$. L'équation devient alors :

$$\frac{1}{\alpha} = \alpha_E \times N_{MAX_{Réflexion}}$$

Sachant que $\alpha_E = \frac{1}{\alpha \times N_{MAX}}$, la valeur de $N_{MAX_{Réflexion}}$ est donnée par :

$$N_{MAX_{Réflexion}} = \frac{1}{\alpha} \times \alpha \times N_{MAX} = N_{MAX}$$

La quantité maximale de photons réémis est donc égale au nombre maximal de photons autorisé lors de l'émission primaire. Elle permet ainsi un fractionnement des photons aboutissant, dans le cas d'une boîte de Cornell diffuse, à la génération d'une quantité similaire de photons réémis.

Le paramétrage de la simulation étant défini, nous pouvons maintenant examiner les résultats obtenus.

3 Expérimentation

Les tests de la méthode développée sont réalisés à l'aide de cartes de photons [Suy02] [Jen01]. Cette structure de données recense l'ensemble des points d'impacts des photons dans la scène, et permet donc une analyse précise des résultats obtenus.

Les tests concernent en premier lieu l'analyse de fonctions de distribution goniométriques et de BRDF. Puis nous étudierons l'émission primaire, ainsi que la réémission. Durant ces tests, l'efficacité du paramétrage proposé est comparée à celles de la méthode classique et du contrôle de densité [Suy02] (*i.e.* seuillage de la densité de la carte de photons afin de limiter l'encombrement mémoire). L'ensemble des tests a été réalisé à l'aide un PC muni d'un processeur AMD Athlon 1800 et de 128Mo de DDRAM.

3.1 Analyse de fonctions de distribution goniométriques et de BRDF

L'outil d'analyse développé permet de calculer la directionnalité des fonctions d'émission et de réflectance. Les résultats fournis sont satisfaisants : les directionnalités indiquées sont représentatives de l'allure des fonctions étudiées. Toutefois, cette phase d'analyse introduit des temps de calcul supplémentaires.

Le calcul nécessaire à l'analyse est divisé en deux étapes. La première consiste en un échantillonnage de la fonction étudiée. La durée associée est alors uniquement dépendante du temps de calcul requis afin d'évaluer la valeur de la fonction. Ainsi, l'échantillonnage d'une BRDF de Phong [Pho75] nécessite environ 0,01s. À l'inverse, l'échantillonnage du modèle de réflectance de Cook et Torrance requiert 0,3s.

L'échantillonnage est suivi du regroupement des échantillons afin de déterminer les pics de la fonction étudiée. La durée de cette phase est indépendante de la fonction, et nécessite en moyenne 0,3s.

Ces temps de calcul ne permettent pas l'utilisation de l'analyse lors de chaque impact de photon. En effet, l'émission de 100000 photons nécessiterait alors plus de huit heures de calcul avec notre machine. Les fonctions sont donc analysées en prétraitement. Le résultat de l'analyse est alors stocké, puis réutilisé lors de la simulation. Pour chaque fonction, les données d'analyse requièrent environ 250 octets.

3.2 Scène de test

La scène utilisée lors des tests contient une boîte de Cornell (cf. Figure 6) composée d'une source lumineuse et de parois idéalement diffuses. La fonction de distribution goniométrique de la source est

$$L(\theta) = \cos^n(\theta)$$

la valeur θ étant l'angle entre la direction d'émission et la normale. De manière analogue à la composante spéculaire de la BRDF de Phong, la directionnalité de la source est donc conditionnée par la valeur n .

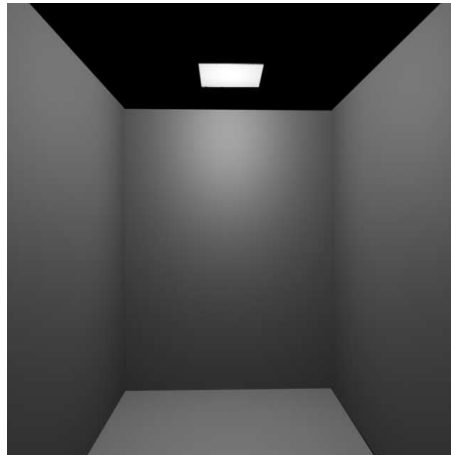


FIG. 6 – Boîte de Cornell utilisée pour les tests

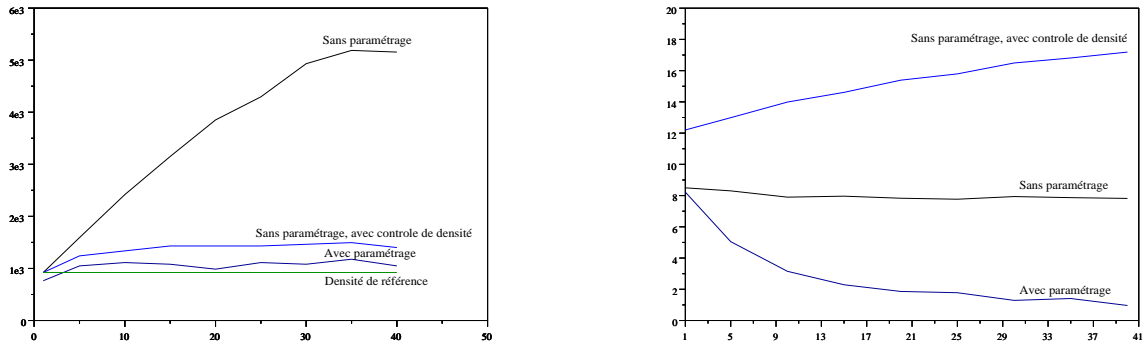
3.3 Émission primaire de photons

Le paramètre développé a pour objectif l'adaptativité de l'échantillonnage aux caractéristiques de la fonction de distribution goniométrique de la source. Dans la méthode classique de simulation, l'absence de fractionnement de photons est compensé par l'émission d'un grand nombre de photons primaires. Il en résulte un sur-échantillonnage des sources lumineuses ainsi que des objets intersectés par les photons primaires, notamment dans le cas de sources directionnelles.

La qualité du paramétrage de la simulation peut donc être évaluée par un calcul de la densité maximale d'une carte de photons uniquement composée des photons primaires. Le paramétrage mis en place doit alors garantir une valeur de densité maximale constante quelle que soit la directionnalité de la source.

La densité de référence utilisée est la densité maximale obtenue par la méthode classique dans la scène de test contenant une source lumineuse diffuse. En l'absence de paramétrage, la densité maximale est très élevée si la directionnalité de la fonction d'émission de la source augmente. En effet, cette augmentation de directionnalité a pour conséquence une concentration accrue des photons. Le mécanisme de contrôle de densité [Suy02] permet

alors de limiter l'augmentation de la taille de la carte de photons en ne stockant pas l'intégralité des photons incidents. Toutefois, cette méthode fournit des valeurs de densité maximale supérieures à la valeur de référence. Le paramétrage proposé permet de pallier cet inconvénient tout en réduisant la quantité de photons émis. La densité maximale obtenue est alors très proche de la densité de référence, quelle que soit la directionnalité de la source (cf. Figure 7(a)). L'adaptativité du paramètre proposé semble donc satisfaisante. De plus, ce paramétrage permet



(a) Densités de photons obtenues en fonction de la directionnalité de la source lumineuse.

(b) Temps de construction en secondes en fonction de la directionnalité de la source lumineuse.

FIG. 7 – Construction de la carte des photons primaires ($N_{MAX} = 100000$)

de limiter la densité maximale de la carte de photons sans coût supplémentaire, la quantité de photons émis étant directement adaptée à la directionnalité de la source lumineuse. Il en résulte que le nombre de photons utilisés pour l'émission diminue si la source devient très directionnelle. Le temps de calcul associé est donc dépendant de la directionnalité de la source (cf. Figure 7(b)). Toutefois, le temps de calcul maximal ne dépasse jamais celui de la méthode classique, et reste très inférieur au contrôle de densité. Le paramétrage de l'émission primaire fournit donc des résultats satisfaisants, de manière plus efficace que le contrôle de densité. La réémission peut donc être examinée afin de compléter les tests de la méthode proposée.

3.4 Réémission des photons

L'utilisation du paramètre d'émission a pour effet une baisse du nombre de photons émis. Lors de l'impact des photons, ces derniers doivent pouvoir être fractionnés afin d'obtenir une qualité de réémission satisfaisante en fonction de la BRDF de la surface. La qualité du paramètre de réémission peut alors être évaluée par un calcul du taux de fractionnement maximal obtenu.

Dans la boîte de Cornell utilisée, toutes les surfaces sont diffuses. Le paramétrage doit alors fournir un taux de fractionnement permettant d'obtenir un nombre de photons réémis maximal. Les quantités de photons réémis avec et sans paramétrage doivent donc présenter des valeurs de même ordre de grandeur, quelle que soit le nombre de photons primaires émis.

La figure 8 représente la quantité de photons réémis après le premier impact, en fonction de la directionnalité de la source. Cette quantité est proche de la valeur de référence (100000 photons dans ce cas), notamment pour une directionnalité élevée. Le taux de fractionnement utilisé est donc satisfaisant. Ainsi, le paramètre de réémission est utilisable afin d'éviter les situations de sous-échantillonnage des surfaces, le rendu total d'une scène devenant envisageable.

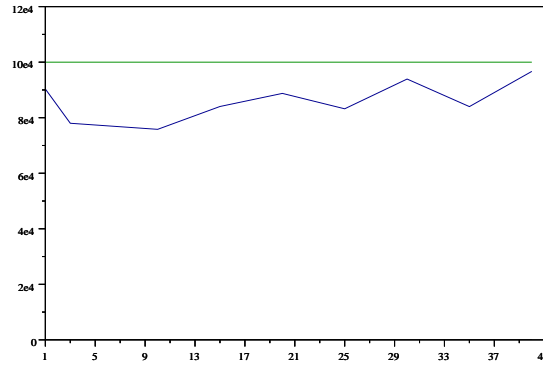


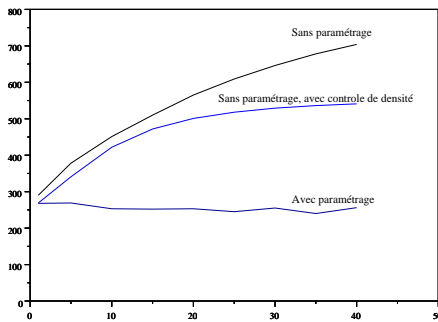
FIG. 8 – Quantité de photons réémise après impact des photons primaires sur une surface purement diffuse en fonction de la directionnalité de la source ($N_{MAX} = 100000$)

3.5 Rendu total de la scène

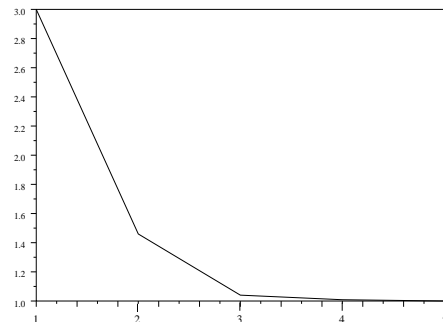
Les paramètres développés permettent de limiter le sur-échantillonnage des sources lumineuses tout en n'induisant pas de sous-échantillonnage des surfaces des objets éclairés. La distribution des photons dans la scène en est donc améliorée.

L'objectif de ce paramétrage est d'uniformiser la distribution des photons. Une distribution uniforme est caractérisée par un écart-type nul. La qualité de la simulation peut donc être évaluée par calcul de l'écart-type de la densité de la carte de photons. *A priori*, l'écart-type obtenu avec paramétrage devrait être inférieur à celui fourni par la méthode classique.

Les écarts-types obtenus avec paramétrage sont très inférieurs à ceux issus de la méthode classique, avec et sans contrôle de densité (cf. Figure 9(a)). La qualité de la distribution globale de photons est donc améliorée. De plus, cette qualité de distribution reste constante quelle que soit la directionnalité de la source.



(a) Écart-type de la densité de la carte de photons : cas sans paramétrage, cas sans paramétrage avec contrôle de densité, et cas avec paramétrage en fonction de la directionnalité de la source lumineuse ($N_{MAX} = 100000$).



(b) Taux de fractionnement moyen en fonction du nombre de réflexions successives subies par les photons.

FIG. 9 – Rendu total de la scène

Par ailleurs, l'explosion combinatoire obtenue avec paramétrage est contrôlée. En effet le taux de fractionnement subit une baisse lors de chaque réémission (cf. Figure 9(b)). Cette baisse est due à la dépendance du paramètre à l'énergie des photons incidents : leurs énergies diminuant au cours des réflexions successives, les photons sont en moyenne moins fractionnés.

Conclusion

Dans cet article, nous avons présenté une méthode de simulation de Monte Carlo adaptative, prenant en compte les propriétés optiques des éléments des scènes. Le nombre de photons émis depuis chaque source lumineuse dépend de son énergie, ainsi que de sa surface et de la forme de sa fonction de distribution goniométrique. Un photon, lors de sa réflexion par un objet, pourra être divisé en plusieurs photons, en fonction de son énergie initiale et de la forme de la fonction de réflectance bidirectionnelle de l'objet. Les paramètres développés permettent d'améliorer la qualité de la simulation, en évitant à la fois les sur-échantillonnages, inutiles et coûteux en temps, et les sous-échantillonnages, ne représentant pas correctement l'émission des objets. De plus, elle permet de se passer du contrôle de densité de la carte de photons, permettant ainsi de réduire les temps de calcul.

Toutefois, certains aspects de cette optimisation restent à améliorer. Les paramètres de la méthode doivent être affinés, afin d'obtenir plus de souplesse et de passer plus progressivement du fractionnement aux chaînes de Markov lors des rebonds d'un photon. Concernant le prétraitement pour l'analyse de fonctions, d'autres voies peuvent être explorées, comme par exemple l'utilisation de techniques d'analyse d'images (la fonction étudiée étant bidimensionnelle) ou d'analyse par harmoniques sphériques.

Enfin, les tests réalisés ne concernent qu'une scène très simple, la boîte de Cornell. Ceux-ci doivent être poursuivis avec des scènes plus complexes, afin d'étudier le comportement de la méthode et de valider son efficacité dans ces cas là. Par ailleurs, ces travaux doivent maintenant être étendus aux méthodes d'intégration, telles que le suivi de chemins ou le rendu bidirectionnel.

Références

- [Dut96] Ph. Dutre. *Mathematical Frameworks and Monte Carlo Algorithms for Global Illumination in Computer Graphics*. PhD thesis, Katholieke Universiteit Leuven, Leuven, Belgium, 1996.
- [Jen96] Henrik Wann Jensen. *The Photon Map in Global Illumination*. PhD thesis, Technical University of Denmark, 1996.
- [Jen01] Henrik Wann Jensen. *Realistic Image Synthesis Using Photon Mapping*. A.K. Peters Ltd, 2001.
- [JMF99] A. K. Jain, M. N. Murty, and P. J. Flynn. Data clustering : a review. *ACM Computing Surveys*, 31(3) :264–323, 1999.
- [Kaj86] J. T. Kajiya. The rendering equation. *Computer Graphics (SIGGRAPH '86 Proceedings)*, 20(4) :143–150, August 1986.
- [Laf96] Eric Lafortune. *Mathematical Models and Monte Carlo Algorithms for Physically Based Rendering*. Ph.D. thesis, Katholieke Universiteit Leuven, Leuven, Belgium, 1996.
- [Pat93] Sumanta N. Pattanaik. *Computational Methods for Global Illumination and Visualisation of Complex 3D Environments*. Ph.D. thesis, Birla Institute of Technology and Science, Pilani, India, 1993.
- [Pho75] Bui Tuong Phong. Illumination for computer generated images. *Communications of the ACM*, 18(6) :311–317, 1975.
- [Suy02] Frank Suykens. *On robust Monte Carlo algorithms for multi-pass global illumination*. PhD thesis, Katholieke Universiteit Leuven, Leuven, Belgium, 2002.