

# Application numérique du concept de particules sonores à la modélisation des champs sonores en acoustique architecturale

Judicaël PICAUT

Laboratoire Central des Ponts et Chaussées, Centre de Nantes

## RÉSUMÉ

La modélisation des champs sonores en acoustique architecturale est à l'origine de nombreux développements. En raison de la complexité des phénomènes physiques et des formes architecturales, la plupart des applications professionnelles se sont orientées vers des méthodes totalement numériques et, notamment, les méthodes de tracés de rayons. Néanmoins, par construction, ces modèles se heurtent encore aux difficultés de modélisation de certains phénomènes, en particulier les effets des réflexions diffuses au niveau des parois, la diffusion par des encombrements dans le milieu de propagation et la prise en compte des effets météorologiques.

Une alternative aux méthodes numériques classiques, fondée sur le couplage du concept de particules sonores avec des méthodes de tirages aléatoires, est décrite. Elle permet de modéliser l'ensemble des phénomènes physiques mis en jeu lors de la propagation du son. Un algorithme général permettant d'intégrer simultanément l'ensemble de ces phénomènes est proposé et les méthodes de tirage aléatoire utilisées sont détaillées. À titre de validation, plusieurs applications en acoustique des salles sont décrites et comparées à des données expérimentales.

DOMAINE : Sciences pour le génie civil.

## ABSTRACT

NUMERICAL APPLICATION OF THE CONCEPT OF SOUND PARTICLES TO MODELING SOUND FIELDS IN ARCHITECTURAL ACOUSTICS

*The sound field modeling in architectural acoustics lies at the origin of many developments. As a result of the complexity of both physical phenomena and architectural forms, the majority of professional applications have been oriented towards fully-numerical methods, and in particular sound rays based methods. However, by construction, such techniques still encounter difficulties in modeling some phenomena, especially the diffuse reflection by walls, the diffusion by scattering objects in the propagation medium and the meteorological effects.*

*In this paper, we present an alternative to conventional numerical methods, based on coupling the concept of sound particles with Monte Carlo methods, such approach enables to model most of physical phenomena occurring during sound propagation. A general algorithm that allows simultaneously integrating all these phenomena is proposed and the random drawing methods are detailed. For validation purposes, several applications in room acoustics are discussed and compared with experimental data.*

FIELD: Civil engineering sciences.

## INTRODUCTION

La modélisation des champs sonores en acoustique architecturale est à l'origine d'un nombre considérable d'études, en un premier temps, dans le cadre de l'acoustique des salles, puis plus récemment, en acoustique urbaine. Dans chacun des cas, l'objectif de ces travaux est de proposer un ou plusieurs modèles capables de prévoir avec précision le comportement du champ sonore (réverbération, distribution spatiale), ou, de manière plus aboutie, permettant de simuler virtuellement l'acoustique d'un lieu (*auralisation*). Devant la complexité de la tâche, plusieurs approches ont été envisagées.

- **Les méthodes de décomposition modale et de résolution de l'équation des ondes** [Bruneau, 1998], bien que permettant une approche analytique exacte, sont difficilement applicables dans la majeure partie des situations courantes. En effet, cette démarche qui consiste à décomposer le champ sonore sur les modes propres du milieu de propagation, est utilisée uniquement pour des géométries simples, fermées, vides et avec des caractéristiques d'absorption et de réflexion uniformes au niveau des surfaces, ce qui n'est évidemment pas le cas en pratique. Par ailleurs, les méthodes numériques

fondées sur les éléments finis ou les éléments de frontière deviennent inapplicables à l'échelle d'une salle, notamment en haute fréquence où les longueurs d'ondes sont très petites par rapport aux dimensions du milieu de propagation. Même dans l'état actuel des performances des systèmes informatiques, de tels calculs numériques nécessiteraient la prise en compte d'un nombre considérable d'éléments (nœuds, mailles, etc.) et la résolution numérique de matrices de dimensions incommensurables.

- **La théorie classique de la réverbération** (ou théorie de Sabine), dont les fondements datent des travaux de W.C. Sabine [Cremer et Müller, 1982], est couramment employée en acoustique des salles. Elle décompose la densité d'énergie totale du champ sonore en deux parties : le *champ direct*, résultant du rayonnement direct de la source, et le *champ réverbéré* résultant des multiples réflexions du son sur les parois du domaine. Par construction, la théorie classique de la réverbération impose l'uniformité de la réverbération et l'absence de flux d'énergie dans l'ensemble du milieu de propagation. Autrement dit, l'énergie sonore et le temps de réverbération sont uniformes en tout point de la salle. Ces considérations permettent d'exprimer le temps de réverbération et l'énergie du champ réverbéré dans la salle, sous forme d'expressions analytiques simples, parmi lesquelles les formules de Sabine et d'Eyring bien connues. Malheureusement, cette hypothèse dite de *champ diffus* n'est plus vérifiée en pratique, dès lors que la forme du milieu de propagation n'est plus homogène et que l'absorption acoustique devient importante et non uniforme. De plus, la théorie de la réverbération s'applique mal aux géométries présentant des ouvertures et, en particulier, au cas du milieu urbain.

- **La méthode des sources-images** [Cremer et Müller, 1982 ; Kuttruff, 2000], issue de l'*acoustique géométrique*, permet de calculer la densité d'énergie sonore dans un milieu complexe et repose sur une analogie avec les rayons lumineux. Elle est fondée sur la construction de sources virtuelles, images de sources réelles, simulant l'effet des réflexions successives de l'énergie sonore sur les parois de l'enceinte. La contribution énergétique de chaque source-image en un point donné est celle habituellement rencontrée dans le cas de la propagation en champ libre, pondérée par le coefficient d'absorption des parois considérées. Cette approche, principalement numérique, est néanmoins réductrice dans la mesure où les réflexions sur les parois du domaine sont traitées intégralement de manière *spéculaire* (angle de réflexion égal à l'angle d'incidence), alors que de nombreux auteurs ont montré l'importance des effets des réflexions diffuses dans le calcul du champ sonore [Hodgson, 1991] et dans les procédures liées à l'auralisation [Torres et al., 2001].

- **La méthode du tracé de rayons** [Kulowski, 1985], très démocratisée, a donné naissance à de nombreux logiciels commerciaux de prévision du champ sonore, aussi bien en acoustique des salles qu'en milieu extérieur. Cette approche, également géométrique, suppose que l'énergie sonore est distribuée à un certain nombre de rayons rectilignes émis à partir d'une source sonore et déviés de manière spéculaire lors de leur rencontre avec les parois du milieu de propagation. Le calcul de l'énergie sonore au niveau d'un volume récepteur est réalisé par comptage du nombre de rayons qui le traversent. Le problème majeur réside dans la définition de la taille de ce volume, le plus souvent une sphère. En effet, il doit être représentatif d'un récepteur réel, mais doit également permettre de comptabiliser suffisamment de rayons sonores pour déterminer le niveau d'énergie de manière précise, ce qui en pratique nécessite de tirer un grand nombre de rayons sonores, et ce d'autant plus que le milieu de propagation est de forme complexe et constitué de volumes couplés.

- Au-delà de ces méthodes « classiques » qui ont donné lieu à la plupart des outils actuels de prévision des niveaux sonores en acoustique architecturale, on peut également citer d'autres méthodes plus complexes, comme les méthodes hybrides tracé de rayons/sources-images [Korany et al., 2001] et les méthodes de radiativité fondées sur une analogie avec l'éclairage [Kuttruff, 2000 ; Kang, 2002], etc. Néanmoins, la plupart du temps, ces méthodes sont trop complexes à mettre en œuvre et trop coûteuses en temps de calcul.

En plus des limitations propres à chacune de ces approches, la grande variété de configurations potentiellement intéressantes d'un point de vue pratique (couloirs, locaux plats, salles couplées, parkings couverts, rues, etc. présentant des encombrements, des réflexions diffuses, des ouvertures, etc.) est à l'origine d'autant de modèles analytiques ou numériques différents. À notre connaissance, il n'existe pas d'approche générale, même numérique, s'appliquant à l'ensemble des configurations possibles. Enfin, pour être complet, il faut également signaler que la plupart de ces approches, comme celles fondées sur les sources images et le tracé de rayons sonores, prennent difficilement en compte les effets météorologiques tels que le vent, les gradients de célérité du son et la turbulence atmosphérique, pourtant très importants en milieu ouvert [Piercy, 1977 ; Embleton, 1996], mais également en milieu urbain [Ögren 2004].

Que ce soit pour valider les approches mathématiques développées au LCPC ou pour étudier la propagation du son dans des milieux complexes, il a semblé important de pouvoir disposer d'un outil

numérique complet et fiable, qui puisse intégrer l'ensemble des phénomènes physiques et s'appliquer à la plupart des configurations géométriques (rues, salles, couloirs, etc.). Face à cette problématique, nous nous sommes orientés vers une approche originale fondée sur le concept des *particules sonores* (ou *phonons*). Cette méthode, issue de l'acoustique géométrique, est similaire, sur le plan du principe, aux méthodes de tracé de rayons, mais permet de prendre en compte la plupart des phénomènes physiques participant à la propagation du son, à travers des procédures de tirage aléatoire. Bien que cette approche ait largement été développée dans le cadre de nos propres travaux, les premières études datent des années 1980-1990, en particulier avec celles de Stephenson [1985, 1990]. Stephenson a, d'une part pressenti l'énorme potentialité de la méthode pour modéliser des phénomènes complexes comme la diffraction, la réfraction, la diffusion, etc. et, d'autre part, montré que ce type d'approche est plus rapide que les méthodes de tracé de rayons [Stephenson, 1985].

Dans cet article, un algorithme général est proposé pour simuler les champs sonores dans une enceinte encombrée ou non, définie par des parois complexes [Picaut, 2004a]. Nous détaillons plus particulièrement le principe des méthodes de tirage aléatoire utilisées dans cet algorithme et leurs applications aux différents phénomènes. Cet algorithme a par ailleurs déjà été utilisé pour différentes études sur les effets de la diffusion de parois en acoustique des salles [Picaut, 2003] et en milieu urbain [Picaut, 2004b].

Ce travail s'inscrit globalement dans l'approche de Stephenson, mais a néanmoins été étendu à plusieurs phénomènes qui seront détaillés par la suite, dont notamment : la possibilité de considérer une loi de réflexion-diffuse arbitraire au niveau des parois, la prise en compte probabiliste de l'encombrement dans une enceinte et la modélisation de l'atténuation atmosphérique. La seconde évolution majeure porte sur la possibilité de considérer simultanément l'ensemble de ces phénomènes. Les aspects météorologiques, qui constituent une des perspectives de l'approche, seront développés ultérieurement. Le traitement spécifique des réponses impulsionnelles obtenues par les simulations est également présenté.

Dans un premier temps, nous nous sommes limités à des géométries rectangulaires (rues en U, salles rectangulaires, couloirs), qui représentent assez bien la plupart des cas réels, mais cette approche pourra aisément être étendue à des géométries plus complexes.

À titre d'illustration et de validation, nous présentons à la fin de l'article plusieurs applications pour des couloirs, des locaux plats et des locaux encombrés qui montrent le bon comportement du modèle numérique. Ces comparaisons constituent d'ailleurs une autre originalité de l'article, puisque les quelques études présentées dans la littérature ne présentent généralement que des résultats numériques sans autres comparaisons [Stephenson, 1985 et 1990].

Dans la première partie de cet article, le concept de particules sonores et le principe des simulations numériques sont présentés en détail. En particulier, il est montré comment des procédures de tirage aléatoire peuvent modéliser une source sonore, les réflexions sur les parois, les collisions avec l'encombrement ainsi que l'atténuation atmosphérique. Pour exploiter complètement les résultats numériques en termes de niveaux sonores et de temps de réverbération, la seconde partie de ce document montre qu'il est nécessaire de procéder à des traitements spécifiques des données, d'une part pour augmenter la dynamique des simulations et, d'autre part, pour compenser les effets liés à une simulation numérique sur une durée tronquée. Enfin, dans la dernière partie, nous présentons plusieurs applications, ainsi que des comparaisons à des données expérimentales et des modèles classiques.

## **PARTICULES SONORES ET SIMULATION NUMÉRIQUE DE MONTE-CARLO**

### **Le concept de particules sonores**

À l'inverse de la théorie acoustique classique où l'étude du champ sonore s'appuie sur la propagation d'une onde dans un milieu matériel continu, l'approche utilisée ici est géométrique, et plus particulièrement particulière [Joyce, 1974]. Dans un domaine de propagation complexe, le champ sonore est alors décomposé en une multitude de particules élémentaires, appelées particules sonores ou phonons, sans interaction mutuelle et porteuses d'une énergie infinitésimale et constante au cours du temps. Ces particules se propagent en ligne droite à la vitesse du son, entre deux chocs successifs avec les obstacles et limites du milieu de propagation (objets diffusants, parois, façades,

voitures, etc.). Lors d'une collision avec un obstacle ou une limite du domaine de propagation, les particules peuvent être absorbées ou réfléchies dans une nouvelle direction de propagation. L'acoustique géométrique devient ainsi un cas particulier de la dynamique des particules, de telle manière qu'un champ sonore peut être assimilé à un gaz de particules sonores. Dans ces conditions, la répartition de l'énergie du champ sonore est assimilée à la répartition des particules sonores. La densité locale d'énergie sonore étant proportionnelle à la densité locale de phonons, la seule difficulté réside dans la détermination de la répartition de ces particules sonores au cours du temps. Bien que des approches analytiques puissent être envisagées dans certaines conditions [Le Pollès, 2003], une approche entièrement numérique a été choisie ici. Avec l'évolution des puissances de calcul, la simulation numérique d'un système composé de plusieurs centaines de milliers de particules n'est plus une difficulté majeure et, au contraire, ouvre des portes considérables en matière de simulation numérique de champs sonores.

## Particules sonores et rayons sonores

Ce concept est relativement similaire à ceux des méthodes classiques de « tracé de rayons sonores », implantées dans la plupart des logiciels actuels de prévision de bruit en milieu fermé ou ouvert. On pourra citer par exemple les logiciels ODEON (Brüel et Kjær) ou CATT-Acoustic (CATT) en acoustique des salles, et Mithra (CSTB) ou Predictor (Brüel et Kjær) en milieu extérieur. Néanmoins, même si ces deux méthodes sont comparables dans la forme, les différences majeures se situent au niveau de la gestion de l'énergie sonore portée par les particules sonores et les rayons sonores. En ce qui concerne cette dernière méthode, chaque rayon sonore est porteur d'une intensité dont l'amplitude décroît proportionnellement avec le carré de la distance de propagation, simulant ainsi le rayonnement acoustique d'une source sphérique (dispersion géométrique). À l'inverse, dans le concept des particules sonores, chaque particule est porteuse d'une énergie constante.

Par ailleurs, l'ensemble des phénomènes physiques intervenant pendant la propagation (réflexion, absorption, diffusion, atténuation atmosphérique) ne sont pas considérés de la même manière dans les deux méthodes. Dans l'approche « rayons sonores », ces phénomènes interviennent sous la forme d'une pondération appliquée à l'intensité sonore portée par un rayon. Par exemple, au contact avec une paroi de coefficient d'absorption  $\alpha$ , l'intensité du rayon après réflexion sera pondérée par le coefficient  $(1-\alpha)$ . Dans l'approche « particules sonores », ces phénomènes physiques sont considérés de manière probabiliste. Au contact avec une paroi de coefficient d'absorption  $\alpha$ , la particule aura une probabilité  $(1-\alpha)$  d'être réfléchie, et une probabilité  $\alpha$  d'être absorbée. Dans ce dernier cas, elle disparaît du domaine de propagation.

Un des atouts majeurs du concept de particules sonores réside dans la prise en compte des réflexions diffuses sur les parois et de la diffusion par des encombrements. Dans les méthodes de rayons sonores, les réflexions par les parois sont déterminées par des méthodes de sources-images n'autorisant que des réflexions de type « spéculaire », parfaitement déterministes, et interdisant la prise en compte des phénomènes de « réflexion diffuse ». Dans l'approche particulière, ces réflexions diffuses sont considérées de manière probabiliste, l'angle de réflexion pouvant être choisi suivant une loi quelconque de réflexion arbitraire.

Il en est également de même dans la prise en compte de la diffusion par des objets répartis dans le milieu de propagation (machines dans des locaux industriels par exemple). Dans l'approche « rayons sonores », il est nécessaire de connaître exactement la forme et la position de l'objet pour calculer de manière déterministe l'angle de réflexion d'un rayon sonore sur celui-ci. Dans l'approche particulière, les objets diffusants peuvent être considérés de manière statistique, sans aucune autre connaissance que leur distribution spatiale et leur forme moyenne, ce qui réduit de manière significative les coûts en termes de calcul et de définition du domaine d'étude.

Cette description probabiliste, généralisable à la plupart des phénomènes physiques entrant en jeu lors la propagation du son, fait donc la grande force de l'approche « particules sonores » face à l'approche « rayons sonores ».

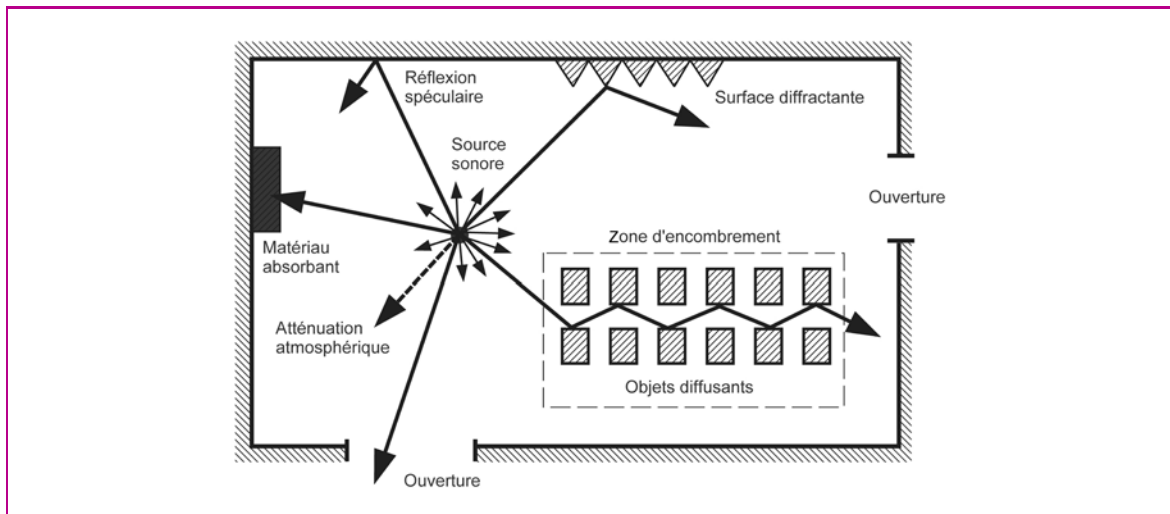
## Principe des simulations numériques

Le principe des simulations repose sur le suivi de particules sonores (Fig. 1), porteuses d'une énergie élémentaire  $\varepsilon$ , émises depuis une source de puissance  $W$  (ou de niveau de puissance  $L_W$ ), dans une enceinte de volume  $V$  totalement ou partiellement fermée. Chaque particule se propage en ligne droite jusqu'à la réflexion par une paroi ou la collision avec un objet diffusant. À chaque



réflexion ou collision, la particule sonore peut être absorbée ou réfléchi, en fonction du coefficient d'absorption de la paroi ou de l'objet, suivant une procédure de tirage aléatoire. Si la particule est réfléchi, la direction de réflexion est alors déterminée, à nouveau par tirage aléatoire, suivant une loi de distribution caractérisant la paroi ou l'objet. Par ailleurs, la particule étant soumise à l'atténuation atmosphérique au cours de son trajet, elle peut être absorbée par le milieu de propagation et donc disparaître du système. Là encore, une procédure de tirage aléatoire est nécessaire.

Le traitement des réflexions, des collisions et de l'atténuation atmosphérique étant réalisé par des tirages successifs de nombres aléatoires, cette procédure de simulation est assimilée à une méthode de Monte-Carlo [Burns et *al.*, 1990]. Les phénomènes physiques, simulés par ces tirages de nombres aléatoires, seront d'autant mieux respectés que le nombre de tirages aléatoires sera grand, c'est-à-dire que le nombre initial  $N$  de particules sonores sera lui aussi très grand. Néanmoins, plus  $N$  sera grand, plus longue sera la durée des simulations. Le choix de  $N$  est donc un compromis entre la durée du calcul et la précision des résultats, mais est également fonction de la géométrie et des caractéristiques acoustiques mêmes du domaine de propagation. À titre d'exemple, plus le domaine de propagation sera absorbant (au niveau des parois, des objets diffusants, de l'atténuation atmosphérique), plus il faudra considérer de particules sonores pour avoir une description satisfaisante des phénomènes physiques.



□ **Figure 1**

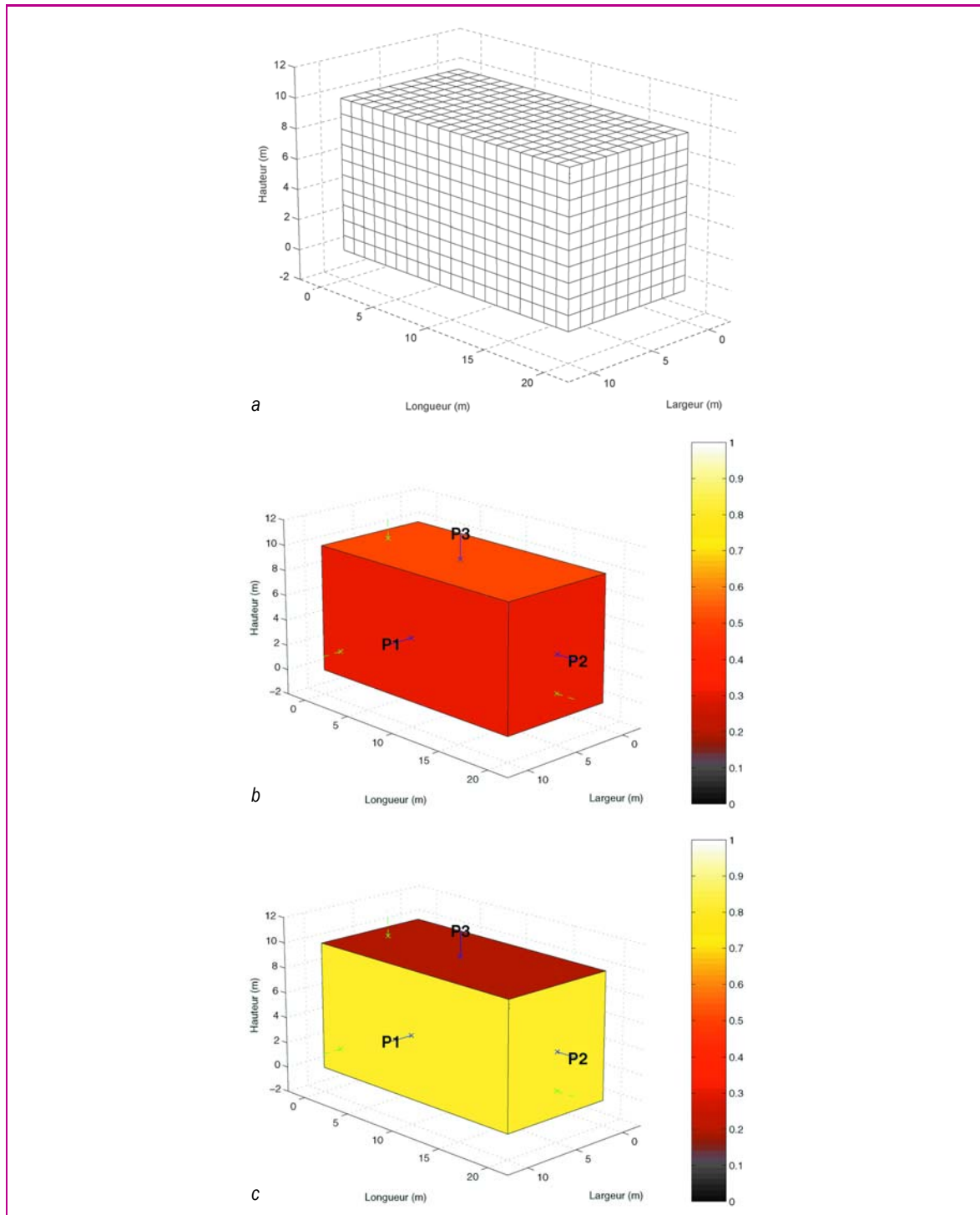
*Propagation de particules sonores depuis une source sonore de puissance  $W$ , dans un espace partiellement ouvert. Au cours de leur propagation, les particules sonores peuvent être absorbées par des matériaux absorbants (absorption acoustique), être diffractées par des objets diffusants (diffusion) répartis dans une zone d'encombrement, être réfléchies par les parois du domaine (réflexion spéculaire), sortir du milieu de propagation à travers des ouvertures (absorption totale), être diffractées par des surfaces diffractantes (réflexion diffuse) ou disparaître du milieu de propagation (atténuation atmosphérique).*

## Maillages spatial et temporel

L'utilisation d'une approche numérique empêche une description continue de l'échelle des temps et du domaine de propagation. Il est donc nécessaire de procéder simultanément à un maillage fin de l'espace de propagation et à une discrétisation de l'échelle des temps. Dans le cas considéré ici, la discrétisation temporelle est réalisée avec un pas de temps  $\Delta t$  constant. La position de chaque particule dans le domaine est alors calculée à chaque multiple du pas de temps, ce qui revient à considérer le déplacement de la particule par incrément successif d'une distance élémentaire  $d_0 = c\Delta t$ ,  $c$  étant la vitesse de propagation de la particule (en m/s), égale à la célérité du son.

Comme nous l'avons déjà mentionné plus haut, la densité d'énergie dans un volume élémentaire du domaine de propagation, au temps  $t$ , est proportionnelle au nombre de particules présentes dans ce même volume au temps  $t$ . Pour des raisons pratiques, il n'est pas possible de considérer un volume récepteur ponctuel, la probabilité de présence d'une particule étant nulle. Le domaine d'étude doit donc être discrétisé en un nombre fini de volumes élémentaires de dimension judicieusement choisie. Dans cette étude, nous nous sommes intéressés uniquement à des domaines de propagation rectangulaires. Bien que la méthode puisse être généralisée à des volumes de forme complexe, ce

type de géométrie offre des simplifications non négligeables en termes d'algorithme et de temps de calcul, tout en représentant un panel de configurations réelles important (locaux d'enseignement, parkings couverts, locaux industriels, bureaux, couloirs, rues, etc.). En considérant une géométrie rectangulaire, le volume de propagation peut être discrétisé avec des mailles rectangulaires. Le nombre total de mailles dans une enceinte de largeur  $l$ , hauteur  $H$  et longueur  $L$  est alors défini par le nombre de mailles  $N_x$ ,  $N_y$  et  $N_z$  dans chacune des directions principales (Fig. 2a). Le volume récepteur (volume d'une maille) est alors égal à  $V/(N_x \times N_y \times N_z)$ .



□ **Figure 2**

Maillage régulier d'une salle rectangulaire de dimension  $10 \times 20 \times 10 \text{ m}^3$  par des cubes de 1 m d'arête, et caractérisation acoustique (absorption et diffusion) des parois P1, P2, ... P6 du domaine. La source est positionnée au point (5,2,2).

a - Maillage d'une enceinte rectangulaire. b - Répartition de l'absorption sur les parois du domaine. c - Répartition de la diffusion (accommodation) sur les parois du domaine.

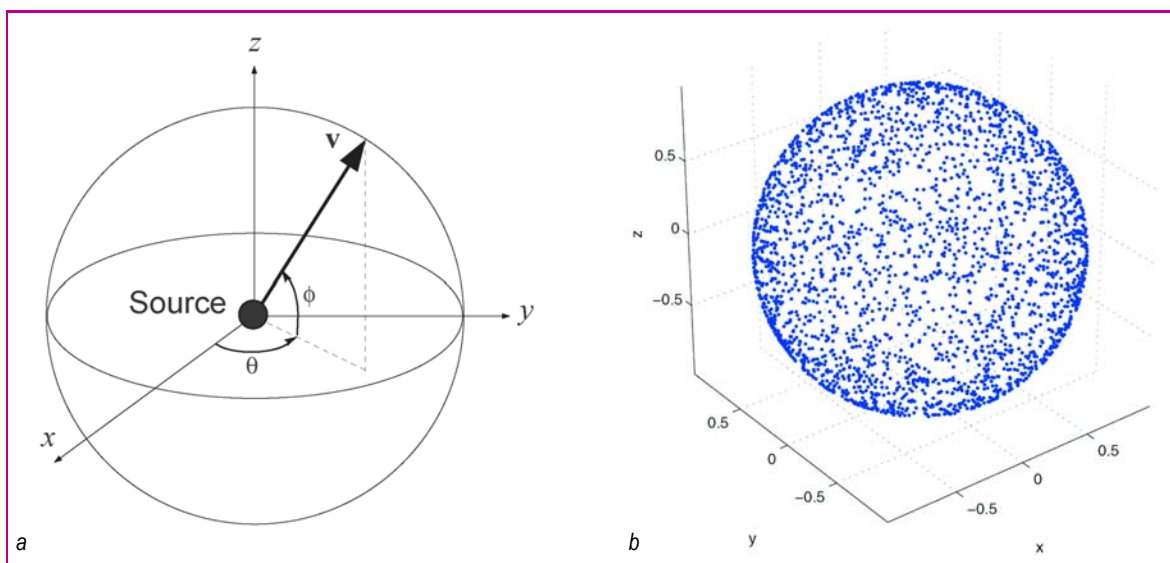
Afin d'obtenir une description précise de l'évolution temporelle dans un volume récepteur, il conviendra de choisir un pas de temps petit. En parallèle, pour avoir une description spatiale précise, le volume récepteur devra lui aussi être petit. Néanmoins, plus celui-ci sera petit, plus la probabilité de présence d'une particule sonore dans ce volume sera faible, à moins de considérer un nombre beaucoup plus important de particules. En outre, afin de s'assurer qu'une même particule est bien comptabilisée dans l'ensemble des mailles qu'elle traverse, il est nécessaire de vérifier que la distance élémentaire de propagation  $d_0$  est inférieure à la plus petite des dimensions d'une maille, sous peine d'artefacts numériques dans les résultats. Finalement, le choix du pas de temps  $\Delta t$  et du volume récepteur résulte d'un compromis entre la durée et la précision des calculs.

## Modélisation de la source

Revenant au concept même des particules sonores, le problème de l'émission sonore depuis une source ponctuelle revient en fait à attribuer aux particules sonores, à un instant donné (l'origine des temps en principe), à la position exacte de la source, des directions de propagation en accord avec la directivité de la source (Fig. 3a). Dans le cas d'une source sonore omnidirectionnelle, il s'agit de vérifier que les particules sonores, une fois émises, se répartissent uniformément sur une sphère centrée sur la source (en l'absence de tout autre phénomène). La solution la plus immédiate consiste à procéder à une discrétisation déterministe du rayonnement de la source en coordonnées sphériques. Une discrétisation uniforme des angles d'émission ne suffit pas, puisque cela provoquerait une concentration artificielle des particules sonores au niveau des pôles de la sphère symbolisant la source. Il est en fait nécessaire de vérifier l'uniformité du nombre de particules émises par angle solide élémentaire. Bien que cette technique soit facilement réalisable, il a semblé que le choix d'un tirage aléatoire uniforme des directions initiales des particules était plus homogène avec le traitement, lui-même aléatoire, des autres phénomènes physiques. Par ailleurs, concernant le « coût numérique », une procédure de tirage aléatoire sur  $N$  particules est beaucoup plus rapide qu'une méthode déterministe.

À titre d'exemple, la figure 3 illustre le rayonnement d'une source omnidirectionnelle. Les directions initiales de propagation sont obtenues en tirant aléatoirement deux nombres compris entre  $-\pi$  et  $\pi$ , et entre  $-\pi/2$  et  $\pi/2$ , correspondant respectivement aux angles  $\theta$  et  $\phi$  des vecteurs vitesses, l'amplitude étant toujours égale à la célérité  $c$ . En pratique, ce tirage est réalisé en utilisant un générateur uniforme de nombres aléatoires (noté rand) compris entre 0 et 1. Grâce à ce générateur, il est alors possible de constituer une suite de nombres  $\gamma$  uniformément répartis sur un intervalle  $[a, b]$  (c'est-à-dire  $[-\pi, \pi]$  et  $[-\pi/2, \pi/2]$  dans notre cas), de la manière suivante :

$$\gamma = a + (b - a) \times \text{rand} \quad (1)$$



□ Figure 3

Simulation d'une source sonore omnidirectionnelle. Tirage aléatoire des angles  $\theta$  et  $\phi$  des vecteurs-vitesses des particules sonores. Exemple d'une simulation numérique avec 2 600 particules sonores : la source est initialement localisée à l'origine. La figure 3b représente la position des particules sonores après un pas de temps. Comme attendu, les particules sonores se répartissent uniformément sur une sphère centrée autour de la source.

a - Géométrie du problème. b - Tirage aléatoire uniforme des directions de propagation.

Pour des lois de distribution plus complexes, c'est-à-dire pour des sources de directivité non uniforme, caractérisées par une loi de distribution  $S(\theta, \phi)$ , il faut considérer d'autres méthodes de tirage aléatoire, légèrement plus coûteuses en temps de calcul, mais qui ne posent pas de problème majeur [Press et al., 1992]. Certaines de ces méthodes sont d'ailleurs détaillées dans le paragraphe suivant, qui traite de la prise en compte des réflexions sur les parois. Dans le cadre de cette étude, seules des sources omnidirectionnelles ont été considérées.

Enfin, il est important de souligner que la directivité de la source sera d'autant mieux respectée que le nombre de tirages sera grand et que le générateur de nombres aléatoires sera performant. Ce dernier point est fondamental puisqu'il conditionne le compromis entre le nombre de particules sonores à considérer (mais ce n'est pas le seul paramètre) et la performance des simulations.

## Traitement des réflexions sur les parois

Au contact d'une paroi définie par son coefficient d'absorption en énergie  $\alpha$ , une onde sonore sera en partie absorbée par le matériau constituant la paroi (pour une part  $\alpha$ ) et en partie réfléchi (pour une part  $1-\alpha$ ). En outre, suivant la forme, la taille et la distribution des irrégularités de la paroi, l'onde sonore pourra être réfléchi simultanément dans la direction spéculaire et dans d'autres directions. En acoustique des salles, il est commun de considérer qu'une fraction  $1-\delta$  de l'énergie sonore sera réfléchi dans la direction de réflexion spéculaire, tandis qu'une fraction  $\delta$  de l'énergie sera réfléchi dans les autres directions de l'espace, suivant une loi de réflexion caractérisée par les irrégularités de la paroi [Embrechts et al., 2001]. Dans ce dernier cas, on parle alors de réflexion diffuse,  $\delta$  étant appelé coefficient de diffusion ou de diffraction. Par la suite, et de manière à être homogène avec les travaux entrepris au LCPC sur la modélisation des champs diffus [Le Pollès, 2003], on utilise le coefficient d'accommodation  $d$ , tel que  $d = 1-\delta$ , au lieu du coefficient de diffusion. Chaque paroi du domaine doit donc être caractérisée par son coefficient d'absorption  $\alpha$  (Fig. 2b) et son coefficient d'accommodation  $d$  (Fig. 2c).

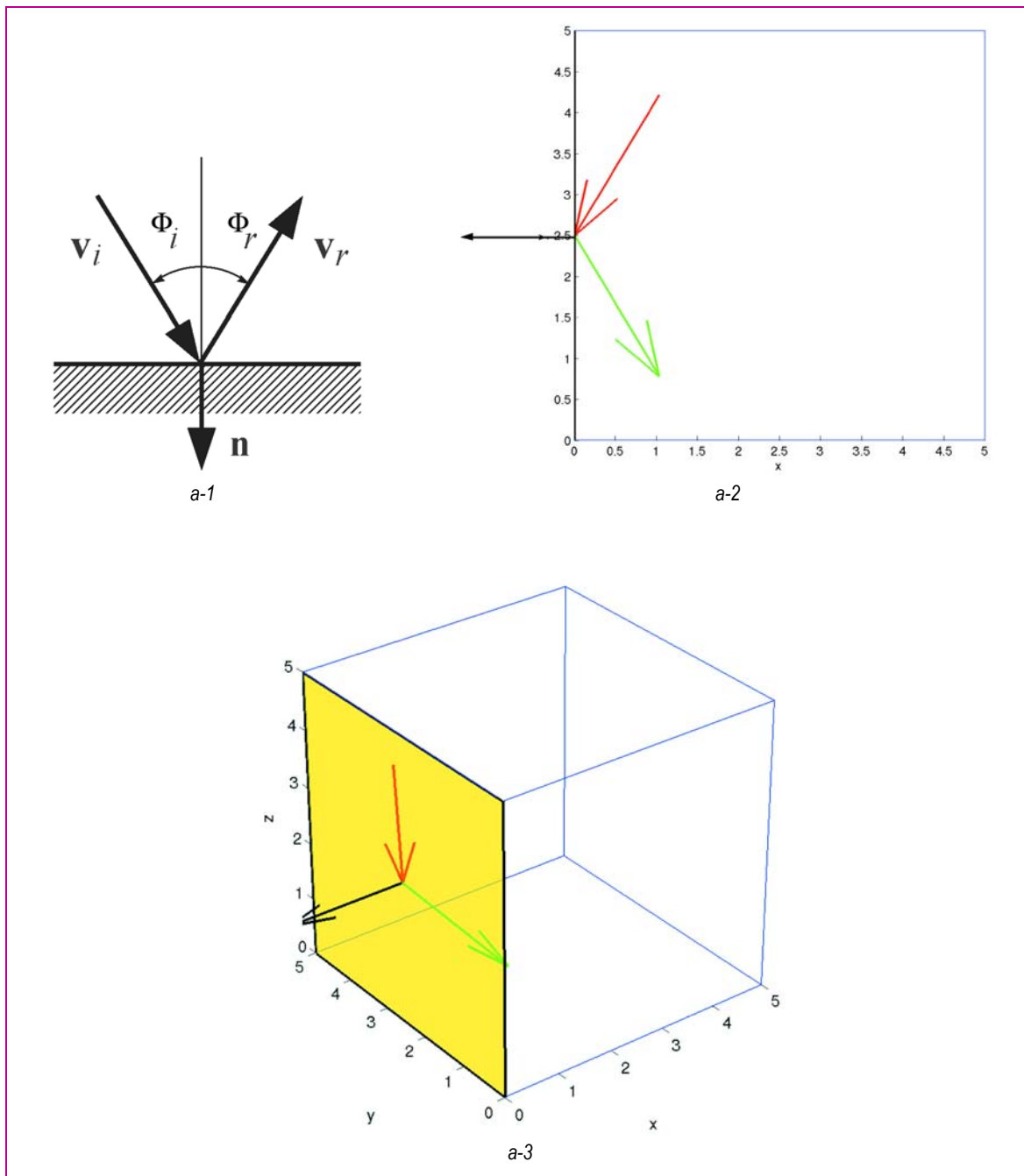
Une particule sonore entrant en collision avec une paroi pourra, soit être absorbée par la paroi (avec une probabilité  $\alpha$ ), soit être réfléchi dans une nouvelle direction de propagation (avec une probabilité  $1-\alpha$ ). En pratique, le choix absorption/réflexion est réalisé en tirant aléatoirement un nombre  $\xi$  entre 0 et 1. Si ce nombre est inférieur à  $\alpha$  (au point considéré), la particule est absorbée et disparaît du milieu de propagation. Si ce nombre est supérieur à  $\alpha$ , la particule est réfléchi et poursuit sa propagation dans une nouvelle direction de l'espace. Pour déterminer le type de réflexion (spéculaire ou diffuse), un nouveau tirage aléatoire est réalisé entre 0 et 1. Si ce nombre est inférieur à la valeur de  $d$  ( $\xi < d$ ) au point considéré, la particule est réfléchi spéculairement dans la direction :

$$\mathbf{v}_r = \mathbf{v}_i - 2(\mathbf{v}_i \cdot \mathbf{n}) \cdot \mathbf{n} \quad (2)$$

où  $\mathbf{v}_i$  est la direction incidente de la particule sur la paroi définie par sa normale  $\mathbf{n}$  (Fig. 4a-1). Bien qu'écrite sous une forme non conventionnelle de plusieurs produits scalaires, cette relation exprime simplement que l'angle de réflexion de la particule (par rapport à la normale de la paroi) est égal à l'angle d'incidence, ce qui est conforme aux lois de Snell-Descartes bien connues. Dans le cas contraire ( $\xi > d$ ), la réflexion est diffuse. Pour pouvoir déterminer la direction de réflexion diffuse, il est alors nécessaire de connaître la forme de la loi de réflexion de la paroi. En acoustique des salles, de nombreuses études théoriques et expérimentales sont actuellement en cours pour caractériser ou mesurer ces lois de réflexion [Vorländer et Mommertz, 2000]. En acoustique urbaine, malgré quelques approches, ce type d'étude reste plus marginal. De manière générale, ces lois de réflexion peuvent se mettre sous la forme générique  $R(\mathbf{v}_i, \mathbf{v}_r)$ , exprimant la probabilité que la particule soit réfléchi dans la direction  $\mathbf{v}_r$  en fonction de la direction incidente. Cette loi est définie par la forme, la taille et la distribution des irrégularités qui constituent la paroi. Connaissant l'expression analytique de la loi de réflexion de la paroi, la détermination de la direction de réflexion d'une particule peut être réalisée par différentes techniques de tirages aléatoires, comme les méthodes de réjection et la méthode de la fonction de distribution cumulative inverse [Press et al., 1992].

En l'absence de lois de réflexion réalistes et connues, nous avons été amenés dans cette étude à considérer une loi de réflexion particulière, la loi de Lambert (Fig. 4c-1), couramment employée en acoustique des salles pour modéliser les phénomènes de réflexion diffuse [Kuttruff, 2000]. Bien qu'arbitraire et parfois discutée [Hidaka, 1995], cette loi permet de simuler artificiellement les phénomènes de diffusion dans une salle, en assurant un bon accord avec les observations





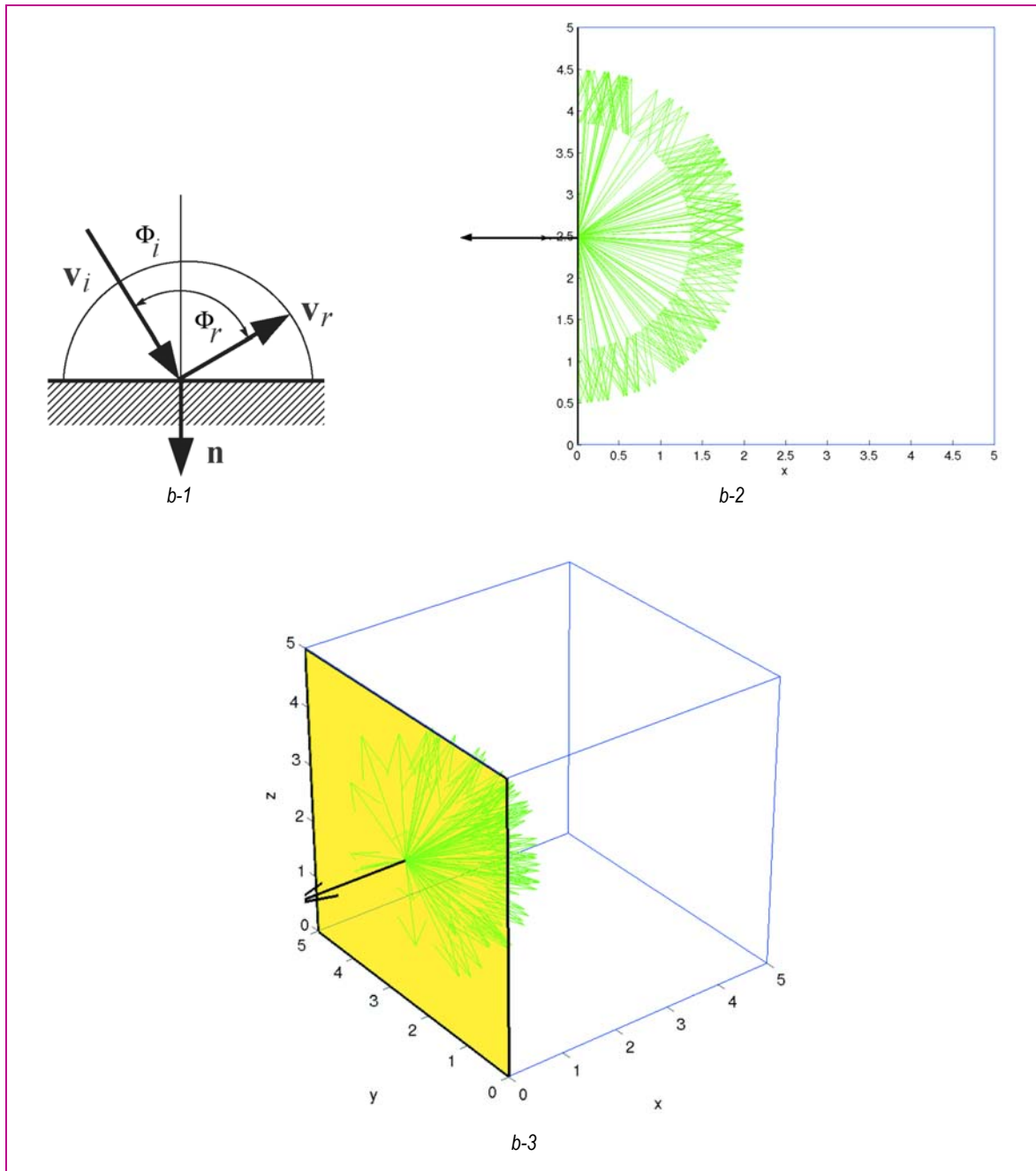
□ **Figure 4**

Représentation et simulation numérique d'une loi de réflexion (a) spéculaire, (b) uniforme, (c) Lambert, (d) « complexe », en 2D et en 3D (100 tirages aléatoires). Vecteur incident  $\mathbf{v}_i$  (-1/5, -1/3) en 2D et  $\mathbf{v}_i$  (-1/5, -1/3, -1/4) en 3D. Réflexion sur la paroi  $\mathbf{n}$  (-1,0,0) en jaune. Les vecteurs rouges et verts désignent respectivement les directions incidentes et réfléchies. La normale  $\mathbf{n}$  à la paroi de réflexion est représentée par un vecteur de couleur noire. Les lois de réflexion uniforme et Lambert étant indépendantes des directions, le vecteur incident n'est pas représenté.

expérimentales. En pratique, cette loi est exprimée en fonction de l'angle de réflexion  $\phi_r$  autour de la normale à la paroi et prend la forme normalisée suivante :

$$R(\mathbf{v}_i, \mathbf{v}_r) \equiv R(\phi_r) = \frac{1}{4\pi} \cos \phi_r \quad (3)$$

La probabilité de réflexion est donc maximale dans la direction normale à la paroi ( $R = 1/4\pi$  pour  $\phi_r = 0$ ) et nulle sur les angles de réflexion « rasants » ( $R = 0$  pour  $\phi_r = \pi/2$ ). On remarque également que la direction de réflexion est indépendante de la direction incidente. D'un point de vue du tirage aléatoire de l'angle de réflexion, cette loi est bien adaptée à la technique de la fonction de distribution



□ Figure 4 (suite)

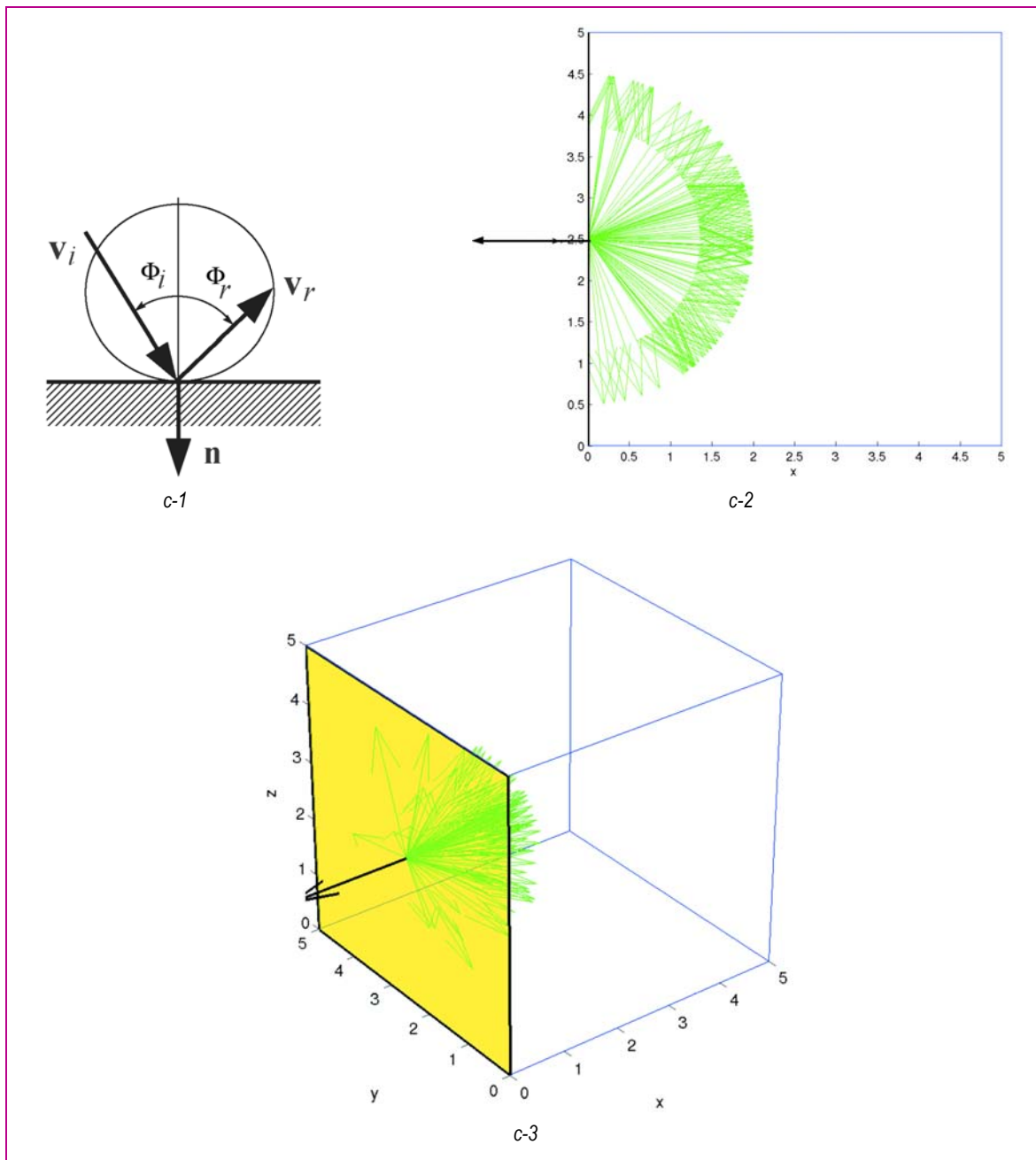
cumulative inverse. On définit ainsi la fonction de distribution cumulative  $p(\hat{x})$  de la fonction  $R(x)$  définie sur l'intervalle  $[a, b]$  (c'est-à-dire  $[0, \pi/2]$  dans notre cas) :

$$p(\hat{x}) = \frac{\int_a^{\hat{x}} R(x) dx}{\int_a^b R(x) dx} \quad (4)$$

Cette fonction, positive et normalisée, représente la probabilité d'obtenir un nombre compris entre  $a$  et  $\hat{x}$ . En tirant aléatoirement et uniformément un nombre  $\xi$  entre 0 et 1, il est alors possible de déterminer un nombre  $\hat{x} = p^{-1}(\xi)$  qui vérifie la densité de probabilité  $R(x)$ . Dans le cas de la loi de Lambert, la fonction de distribution cumulative inverse  $p^{-1}(\xi)$  prend la forme :

$$p^{-1}(\xi) = \arcsin(2\xi - 1) \quad (5)$$

Bien que non présentées dans la présente étude, d'autres lois de réflexion ont également été implémentées dans le programme, telles que la loi de réflexion uniforme (Fig. 4b-1) et des lois de



□ Figure 4 (suite)

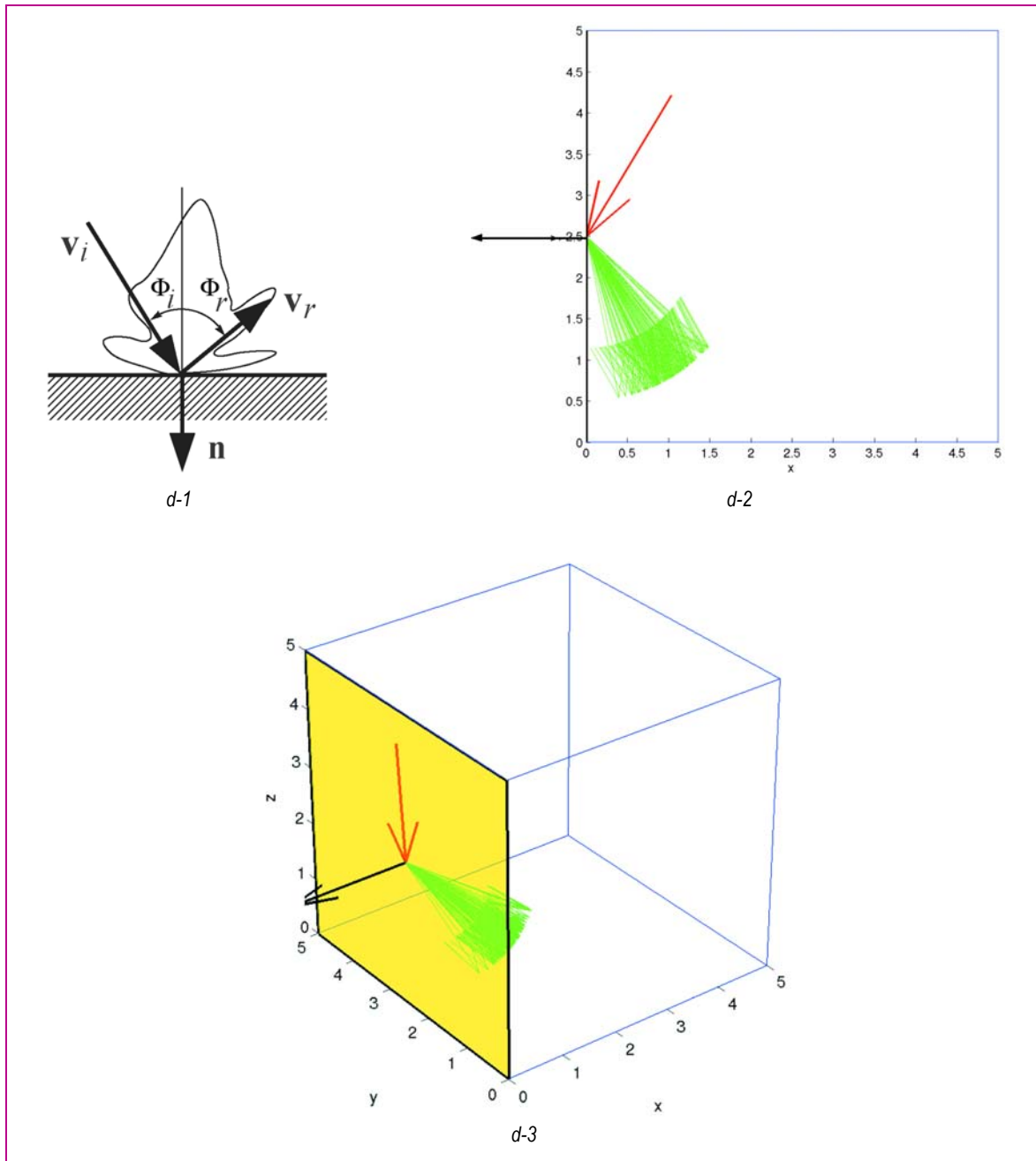
réflexion semi-diffuses (Fig. 4d-1). Des exemples de tirages aléatoires sont présentés sur la figure 4, en 2D et 3D, pour les différentes lois de réflexion évoquées dans ce paragraphe.

## Traitement des collisions avec l'encombrement

Dans la plupart des situations réelles, le domaine de propagation est souvent rempli d'objets diffusants, tels que des machines dans un local industriel, des voitures dans un parking couvert, des caisses ou des cartons dans un entrepôt, des bureaux dans une salle de cours, etc. Suivant la densité et la répartition de ces objets diffusants, les effets de diffraction, d'absorption et de réflexion multiple peuvent avoir des effets importants sur la distribution du champ sonore.

Afin de prendre en compte ces phénomènes dans l'approche particulière, nous avons considéré une technique similaire à celle proposée par Ondet et Barbry [1989], elle-même reprise des travaux de Kuttruff [1981], de Auletta [1985, 1986] et de Lindqvist [1982]. Dans cette approche,

➤ les objets diffusants sont considérés comme ponctuels. Les particules sont renvoyées dans toutes les directions de l'espace à chaque collision avec un objet diffusant (sauf en cas d'absorption). Cette



□ Figure 4 (suite)

hypothèse est valide en général quand la longueur d'onde est de l'ordre de grandeur de la dimension caractéristique de l'obstacle, ce qui est souvent le cas en pratique dans la bande de fréquence audible ;

- le phénomène de diffusion suit un processus de Poisson, ce qui signifie que la probabilité de collision d'une particule sonore avec un objet diffusant, vérifie une loi de Poisson. Les probabilités de collision sont alors indépendantes les unes des autres : la probabilité de collision pendant les temps  $t$  et  $t + dt$  est indépendante des collisions avant le temps  $t$ .

À l'échelle macroscopique, c'est-à-dire considérant simultanément l'ensemble des particules sonores présentes dans le milieu, il se produit un processus de diffusion, caractérisé par les paramètres suivants :

- le coefficient d'absorption  $\alpha_c$  des objets diffusants ;
- la densité d'encombrement  $n_c$  dans un volume  $V_c$  du milieu de propagation, défini par le nombre  $N_c$  d'obstacles présents dans ce même volume :

$$n_c = \frac{N_c}{V_c} \quad (6)$$



► la section moyenne de diffusion  $q_c$  c'est-à-dire la surface moyenne de l'objet diffusant, vue par une particule dans une direction incidente donnée. En pratique, cette donnée est très difficile voire impossible à obtenir, dès lors que les objets diffusants sont de formes complexes et différentes. Dans ces conditions, il est commun d'assimiler l'objet diffusant à une sphère, ayant la même surface externe  $s_c$  que l'objet. Quel que soit l'angle d'incidence, la section visible de la sphère (section moyenne de diffusion) sera égale au quart de la surface totale de la sphère, soit :

$$q_c = \frac{s_c}{4} \quad (7)$$

la section moyenne de diffraction par unité de volume  $v_c$  encore appelée fréquence de diffusion, qui peut être définie par :

$$v_c = n_c q_c \quad (8)$$

si tous les objets diffusants sont identiques, ou :

$$v_c = \frac{1}{V_c} \sum_{i=1}^{N_c} \frac{s_{ci}}{4} \quad (9)$$

si chaque type d'objets diffusants  $i$  est défini par une surface  $s_{ci}$ . En pratique, et dans la suite de l'article, les objets diffusants sont supposés uniformes dans un même volume de diffusion. Néanmoins, dans un même volume de propagation, plusieurs volumes de diffusion disjoints peuvent être considérés, ce qui permet de considérer plusieurs types d'encombrement.

Puisque le phénomène de diffusion suit une loi de Poisson, la probabilité qu'une particule sonore subisse  $k$  collisions avec des objets diffusants, au bout d'un temps  $t_k$ , est égale à :

$$W_k(ct_k) = \frac{(v_c ct_k)^k}{k!} \exp(-v_c ct_k) \quad (10)$$

où  $ct_k$  est la distance parcourue pendant un temps  $t_k$  pouvant être exprimée à partir de la distance  $R_n$  séparant deux collisions (Fig. 5) :

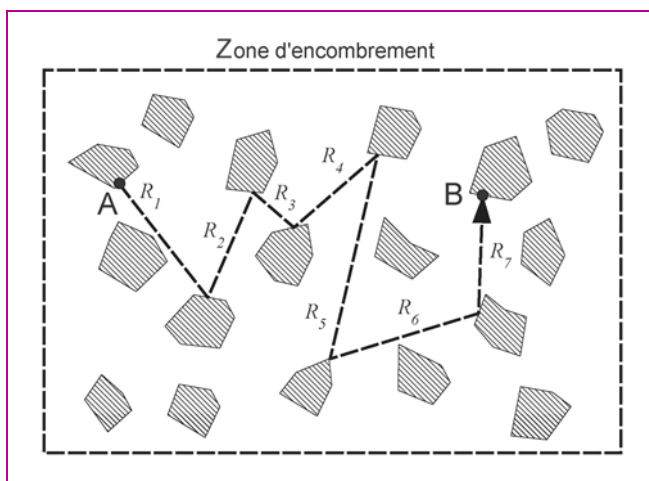
$$ct_k = \sum_{n=1}^k R_n \quad (11)$$

Les probabilités de collision étant indépendantes les unes des autres [Ondet et Barbry, 1989], on montre que les variables aléatoires  $R_n$  (notée  $R$  par la suite) suivent la densité de probabilité  $f(R)$  suivante :

$$f(R) = v_c \exp(-v_c R) \quad (12)$$

Le libre parcours moyen  $\lambda_c$  (distance moyenne entre deux collisions) est obtenu en exprimant le premier moment de la densité de probabilité ci-dessus, à savoir :

$$\lambda_c = \int_0^{\infty} R f(R) dR = \frac{1}{v_c} \quad (13)$$



□ **Figure 5**  
Diffusion d'une particule dans une zone d'encombrement constituée d'objets diffusants. Définition des trajets élémentaires  $R_n$  entre deux collisions. Dans cet exemple, le trajet entre le point A et le point B est égal à la somme des trajets élémentaires  $R_1$  à  $R_7$ .

La fonction de distribution cumulative, associée à cette densité de probabilité, est définie par la relation suivante :

$$p(\hat{R}) = \int_0^{\hat{R}} f(R) dR = 1 - \exp(-v_c \hat{R}) \quad (14)$$

Cette fonction de distribution cumulative exprime simplement la probabilité que la particule subisse une collision avec un objet diffusant durant un trajet de longueur  $\hat{R}$ . Cette fonction est donc nulle pour  $\hat{R} = 0$  et égale à 1 pour  $\hat{R} = \infty$ .

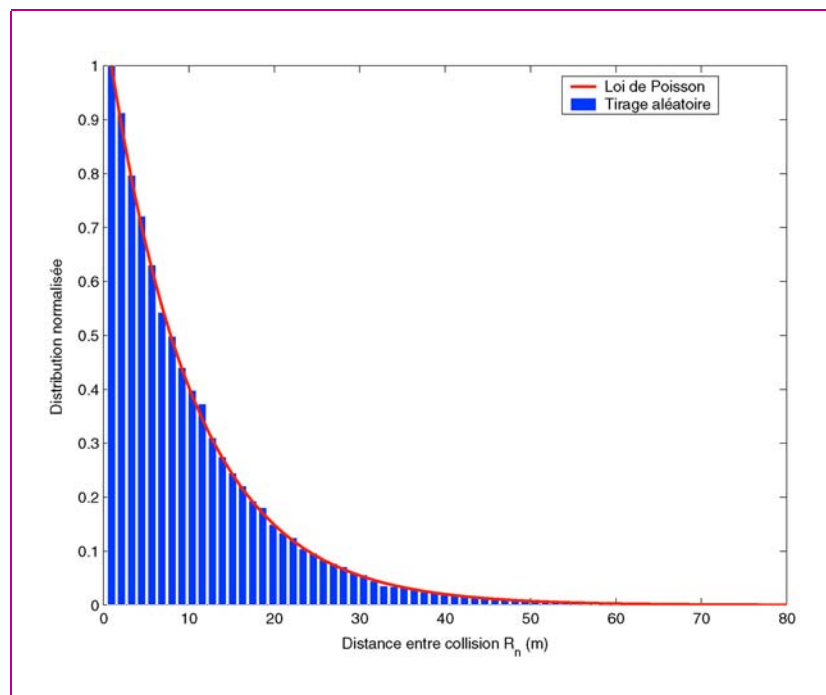
La simulation numérique du processus de diffusion est extrêmement simple. La première étape consiste à déterminer si la particule va être absorbée ou réfléchi par l'obstacle. Comme pour l'absorption par les parois, il suffit de tirer aléatoirement un nombre compris entre 0 et 1, puis de le comparer au coefficient d'absorption  $\alpha_c$  de l'encombrement. Si ce nombre est inférieur à  $\alpha_c$ , la particule est absorbée et disparaît du milieu de propagation. Si ce nombre est supérieur à  $\alpha_c$ , la particule est réfléchi et poursuit sa propagation dans une nouvelle direction de l'espace, la nouvelle direction de propagation étant choisie aléatoirement dans toutes les directions de l'espace. Comme pour la prise en compte de la loi de Lambert, la détermination de la distance que va parcourir la particule sonore jusqu'à la prochaine collision utilise le principe de la fonction de distribution cumulative inverse. Dans ce cas, la fonction de distribution cumulée inverse est obtenue en inversant la relation (14), soit :

$$\hat{R} = -\frac{1}{v_c} \ln[1 - p(\hat{R})] \quad (15)$$

La fonction de distribution cumulée étant comprise entre 0 et 1, elle peut être assimilée à une variable aléatoire  $\xi_i$  comprise entre 0 et 1. En tirant une succession de variables aléatoires  $\xi_i$ , il est alors possible de déterminer une succession de trajets de longueur qui satisfait bien à la fonction de distribution (12) du problème posé :

$$R_i = -\frac{1}{v_c} \ln[1 - \xi_i] \quad (16)$$

À titre d'illustration, la figure 6 présente la distribution des trajets  $R_i$  obtenus après 50 000 tirages aléatoires. La comparaison avec la distribution théorique (12) montre un excellent comportement de la méthode.



**Figure 6**  
Tirage aléatoire des trajets  $R_n$  entre deux collisions par des objets diffusants, par la méthode de la fonction de distribution cumulative inversée (50 000 tirages aléatoires). Comparaison de la distribution des trajets obtenus avec la distribution théorique (loi de Poisson) définie à la relation (12).

## Atténuation atmosphérique

Au cours de leur propagation, les ondes sonores sont soumises à l'atténuation atmosphérique provoquée par des effets viscoélastiques dans l'air. Dans l'approche particulaire, cette atténuation est assimilée à une probabilité de disparition de la particule sonore, dont la densité de probabilité est définie à partir du coefficient d'atténuation atmosphérique  $m$  et de la distance de propagation  $r$  de la particule par :

$$g(r) = \exp(-mr) \quad (17)$$

Le coefficient  $m$  (en Np/m) est défini à partir des conditions atmosphériques du milieu de propagation (pression, humidité relative et température) et de la fréquence de l'onde sonore [Bass et al., 1984]. Pour un déplacement nul ( $r = 0$ ), la particule ne peut pas être absorbée ( $g(0) = 1$ ). À l'inverse, une particule ne peut pas se déplacer à l'infini ( $g(\infty) = 0$ ).

Dans la mesure où l'échelle des temps est discrétisée avec un pas de temps fixé  $\Delta t$ , la probabilité de disparition de la particule est calculée pour chaque déplacement élémentaire  $d_0 = c\Delta t$ , et est donc constante. Il est toutefois important de noter que la densité de probabilité est bien indépendante du pas de temps  $\Delta t$  ou, autrement dit, que la probabilité de disparition d'une particule sur un trajet  $r_1 + r_2$  est bien égale au produit des probabilités de chacun des trajets :

$$g(r_1 + r_2) = \exp[-m(r_1 + r_2)] = \exp(-mr_1) \times \exp(-mr_2) = g(r_1) \times g(r_2) \quad (18)$$

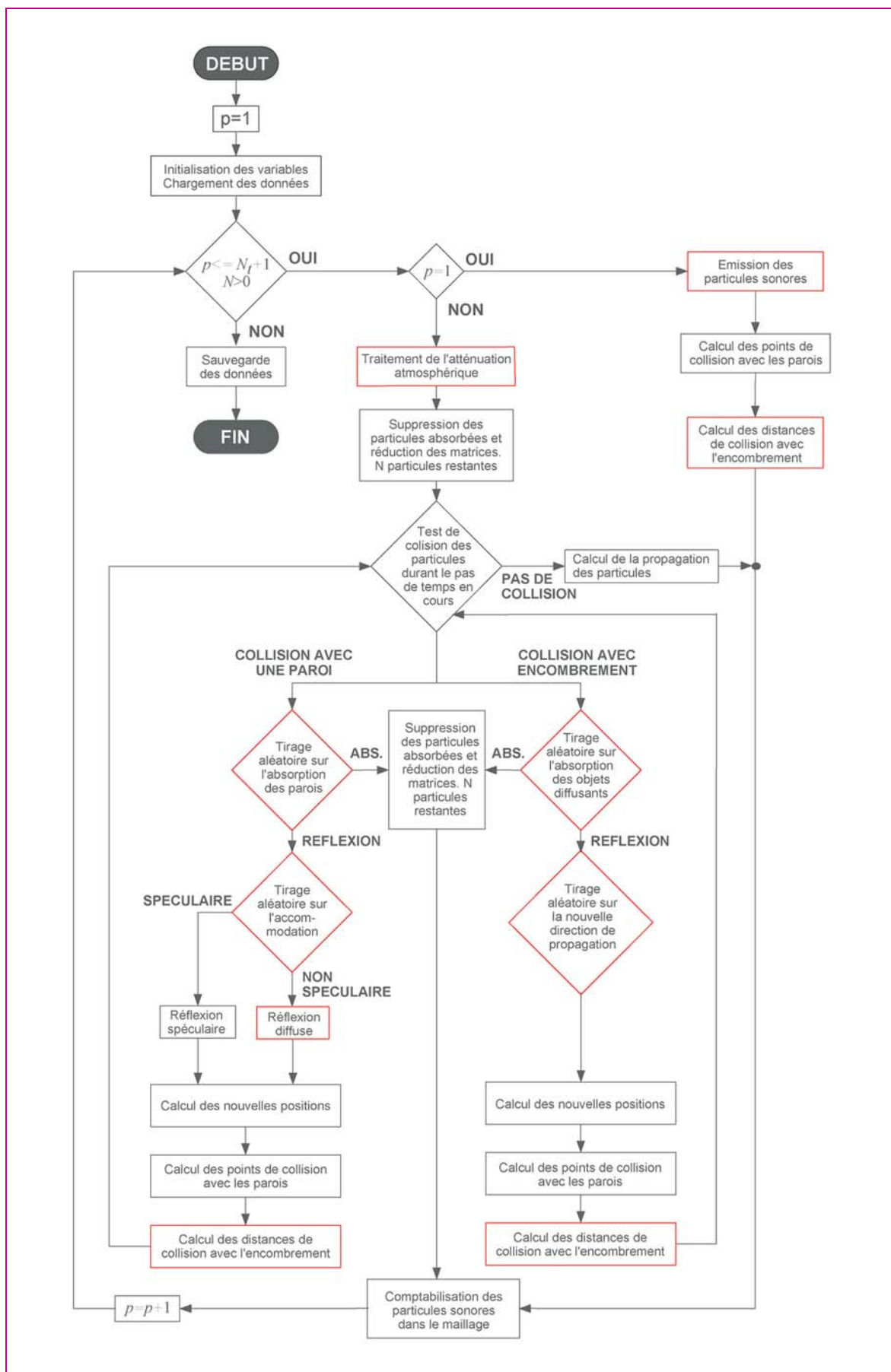
D'un point de vue pratique, la prise en compte de l'atténuation atmosphérique dans les simulations est relativement simple et comparable à celle de l'absorption. Il suffit en effet de tirer un nombre aléatoire uniforme  $\xi$  compris entre 0 et 1, à chaque pas de temps, et de comparer ce nombre à la densité de probabilité  $g(d_0)$  correspondant à la probabilité qu'une particule sonore soit absorbée sur un déplacement élémentaire (c'est-à-dire sur un pas de temps). Si ce nombre  $\xi$  est inférieur à  $g(d_0)$ , il y aura propagation sur le pas de temps considéré. Dans le cas contraire ( $\xi > g(d_0)$ ), la particule est absorbée et disparaît du milieu de propagation.

## L'algorithme général et le programme SPPS

L'algorithme général des simulations est présenté sur la figure 7.

- La première étape, c'est-à-dire au premier pas de temps du calcul ( $p = 1$ , correspondant à  $t = 0$ ), consiste à déterminer la direction et la position initiale des particules sonores, en fonction des caractéristiques acoustiques de la source et de sa position.
- Par la suite, et à chaque pas de temps, l'opération consiste :
  - à appliquer l'atténuation atmosphérique ;
  - puis à repérer les particules qui vont entrer en collision avec les parois du domaine ou avec les objets diffusants. Dans chacun des cas, le tirage successif de plusieurs nombres aléatoires permet de déterminer les particules qui vont être absorbées ou réfléchies, ainsi que les nouvelles directions de propagation.
- Les particules absorbées par les parois, par l'encombrement ou du fait de l'atténuation atmosphérique, disparaissent totalement des simulations. Le traitement de la propagation est alors réalisé sur les particules restantes.
- Pour déterminer la distribution des particules au cours du temps, un comptage des particules est effectué à chaque pas de temps dans chaque maille du domaine.
- La procédure s'arrête lorsqu'il ne reste plus de particules dans le milieu ( $N = 0$ ), ou lorsque que le nombre de pas de temps choisi par l'utilisateur est atteint.

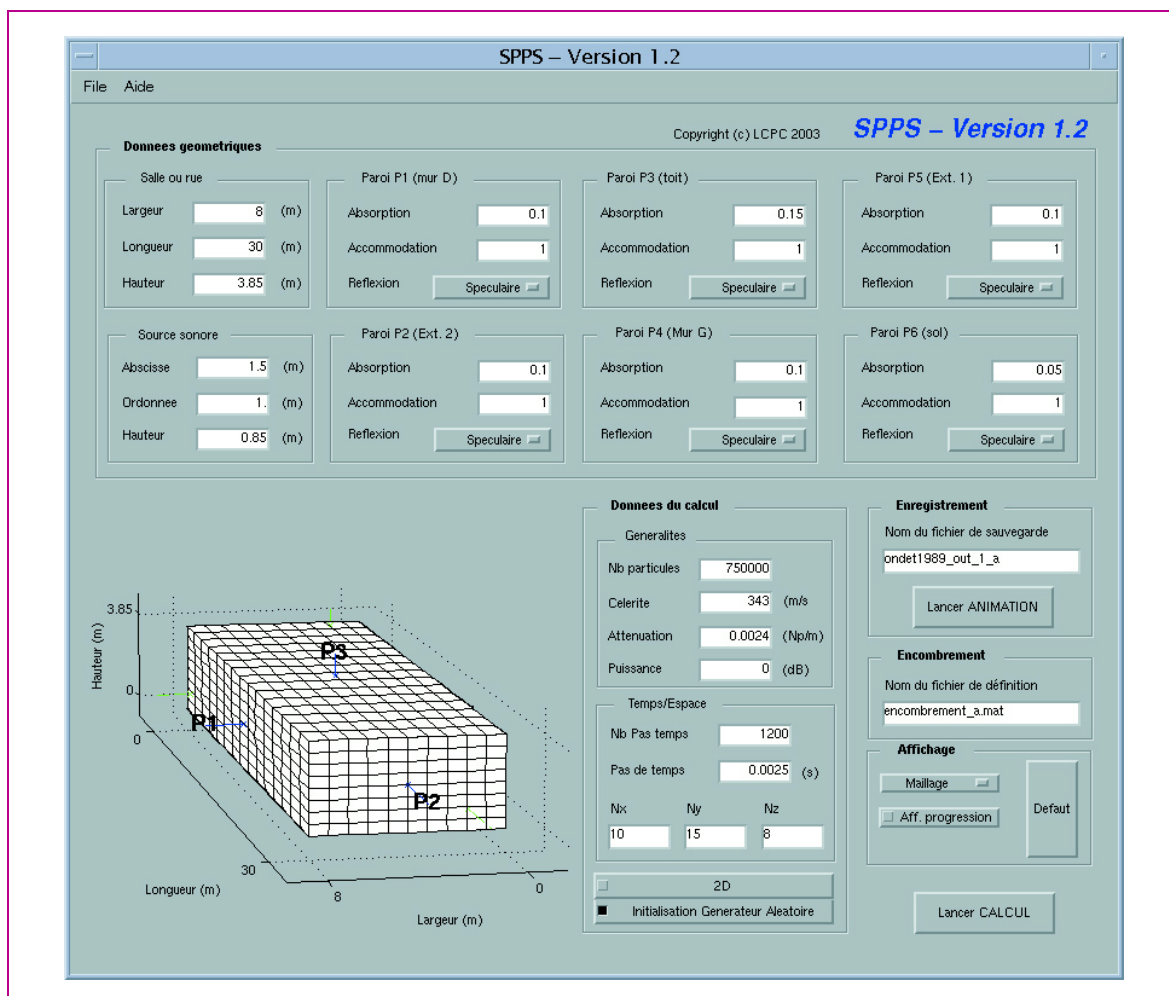
L'algorithme du programme SPPS (Simulation de la Propagation de Particules Sonores) a été implémenté sous l'environnement Matlab®. Une interface graphique (Fig. 8) permet de définir l'ensemble des données nécessaires à l'exécution des simulations (données géométriques, caractéristiques acoustiques, paramètres de la simulation). La version actuelle (V1.2) du programme SPPS permet de réaliser des simulations numériques dans une enceinte rectangulaire, vide ou définie par plusieurs volumes d'encombrement. Chaque encombrement, supposé rectangulaire, peut être défini par sa taille et sa position, un coefficient d'absorption et un libre parcours moyen. Chacune des six parois de l'enceinte est caractérisée par ses propres coefficients d'absorption et d'accommodation, ainsi que par sa propre loi de réflexion (spéculaire, diffuse, uniforme ou complexe). Un exemple de simulation est présenté sur la figure 9, pour une rue de 50 m de longueur et de 10 m de large, définie par des façades mixtes (spéculaires et Lambert) et absorbante ( $\alpha = 0,1$ ). Les deux extrémités sont supposées totalement absorbantes. Bien que présentées en 2D pour faciliter la lecture des résultats, les



□ Figure 7

Organigramme du programme SPSS 1.2. Les procédures présentant des tirages aléatoires sont indiquées en rouge.  $N_t$  et  $p$  désignent respectivement le nombre maximal de pas de temps (fixé par l'utilisateur) et l'indice du pas de temps.  $N$  désigne le nombre de particules.





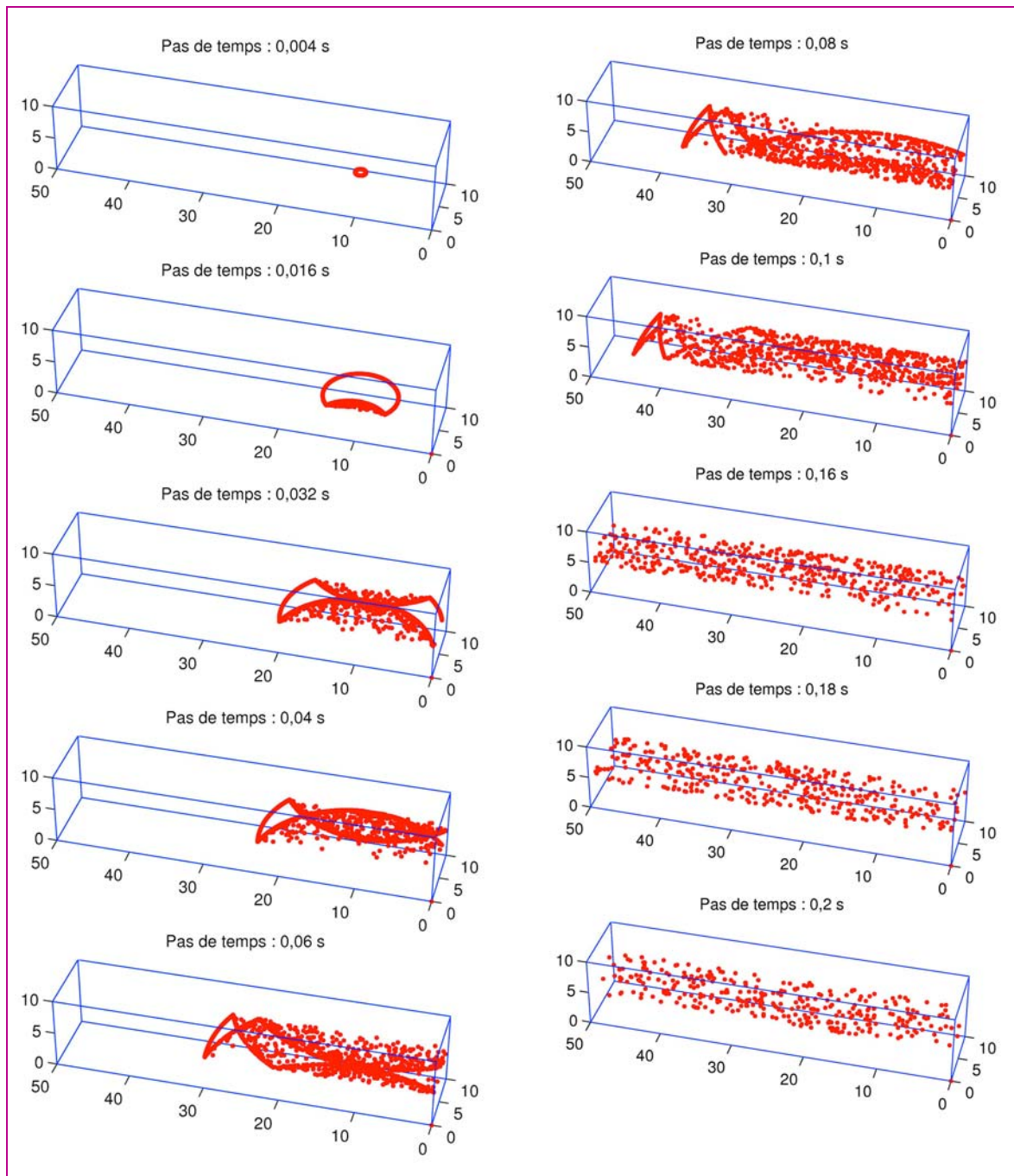
□ **Figure 8**  
Interface graphique du programme SPPS 1.2 fonctionnant sous Matlab® 6.5.

simulations auraient également pu être réalisées en 3D. Cet exemple fait bien ressortir des « comportements géométriques » typiques de réflexion spéculaire (propagation et réflexion de fronts d'onde), associés au caractère aléatoire des réflexions diffuses. Au fur et à mesure de la propagation, le nombre de particules sonores diminue progressivement, du fait des nombreuses sources d'absorption.

## La prise en compte de la fréquence

À ce stade des développements, nous n'avons pas encore introduit de notion de « fréquence » dans les simulations. Le modèle étant énergétique, le caractère ondulatoire de l'onde sonore n'intervient pas directement dans le processus de simulation. Les phénomènes d'interférence ne peuvent donc pas être modélisés. Néanmoins, compte tenu du « mélange énergétique » produit par les nombreuses sources de réflexions et de diffusions multiples dans le milieu, il est admis que les ondes sonores deviennent incohérentes, de telle sorte que les phénomènes d'interférence puissent être négligés. Cette hypothèse est particulièrement vérifiée en haute fréquence où les longueurs d'onde sont petites par rapport aux dimensions caractéristiques du domaine de propagation et des objets diffusants. En basse fréquence, c'est-à-dire en dessous de quelques dizaines de hertz, ce type d'approche énergétique n'est plus valable et doit laisser place à des approches modales, quand elles sont possibles.

Dans la bande de fréquence concernée (au-dessus de 250 Hz), la notion de fréquence peut toutefois être introduite à travers les propriétés acoustiques des parois (absorption, coefficient d'accommodation, loi de réflexion) et du milieu de propagation (atténuation atmosphérique, coefficient d'absorption des objets diffusants). Le principe consiste alors à réaliser une simulation numérique dans une bande de fréquence particulière, puis à répéter l'opération dans les autres bandes de fréquence en modifiant les propriétés acoustiques des parois et du milieu de propagation.



□ **Figure 9**

Exemple d'une simulation 2D avec le programme SPPS 1.2. Propagation de particules sonores dans une rue de 50 m de longueur et de 10 m de largeur, à plusieurs pas de temps, dans le plan  $z = 5$ . La source impulsionnelle est localisée au point (10,3) et émet 2 000 particules dans la rue. Les deux extrémités de la rue sont totalement absorbantes. Le coefficient d'absorption des façades est fixé à 0,1. Les réflexions sur les façades de la rue sont supposées mixtes (spéculaires et Lambert).

Bien que relativement simple, cette procédure a l'inconvénient de multiplier la durée de calcul par le nombre de bandes de fréquence à considérer.

## TRAITEMENT DES RÉSULTATS NUMÉRIQUES

Le résultat des simulations SPPS est sauvegardé dans un fichier contenant le nombre de particules sonores dans chacune des mailles du domaine de propagation, à chaque pas de temps. Afin d'obtenir des niveaux sonores et des temps de réverbération exploitables, ces données brutes doivent subir un certain nombre de traitements, détaillés par la suite.

## Normalisation énergétique

Comme dans toute simulation numérique nécessitant une discrétisation temporelle et spatiale, il est nécessaire de normaliser les résultats bruts pour s'assurer de la convergence des résultats quels que soient les paramètres des simulations. Dans ce cas, il est nécessaire de normaliser les résultats par le nombre initial de particules sonores, ainsi que par la taille du volume récepteur. Pour des raisons pratiques, il est également important de convertir le nombre  $n(p\Delta t)$  de particules dans chaque maille en une énergie acoustique. Finalement, l'intensité sonore  $I(p\Delta t)$  dans chacune des mailles est obtenue par la relation (en  $W/m^2$ ) :

$$I(p\Delta t) = \frac{W \times c \times \Delta t}{N} \times \frac{N_x \times N_y \times N_z}{V} \times n(p\Delta t) \quad (19)$$

où  $c$ ,  $W$  et  $p$  sont respectivement la célérité du son, la puissance de la source et l'indice du pas de temps. Le premier et le second terme multiplicateur du membre de droite de l'expression (19) correspondent à la normalisation par rapport au nombre de particules et par rapport au volume récepteur. La quantité  $W \times c \times \Delta t$  est ensuite introduite pour prendre en compte la puissance de la source et convertir le résultat en une intensité acoustique. De manière classique, on peut également calculer le niveau de pression acoustique  $L_p(p\Delta t)$  de la manière suivante (en dB SPL) :

$$L_p(p\Delta t) = 10 \log \frac{\rho c I(p\Delta t)}{(20 \cdot 10^{-6})^2} \quad (20)$$

$\rho$  étant la masse volumique de l'air. Afin de s'affranchir du niveau de puissance de la source, il est courant de normaliser les résultats de la manière suivante (en dB SPL, normalisé) :

$$SP(p\Delta t) = L_p(p\Delta t) - L_W \quad (21)$$

$L_W$  étant le niveau de puissance de la source.

## Calcul des niveaux sonores et des temps de réverbération

La source sonore étant impulsionnelle et sous réserve que le domaine de propagation présente un minimum d'absorption, les courbes de niveau définies par les relations (20) et (21) décrivent la décroissance d'énergie au cours du temps en un point donné (appelée *réponse impulsionnelle* et notée RI). Le traitement de ces courbes de niveau permet alors de déterminer le temps de réverbération (TR, en seconde), désignant le temps nécessaire à l'énergie sonore pour décroître de 60 dB. Conformément aux règles de calcul usuelles, on peut différencier le calcul du temps de réverbération précoce (Early Decay Time) noté EDT et le temps de réverbération « classique » noté RT30. Le premier est calculé à partir de la courbe de niveau normalisée (0 dB pour le maximum), sur la partie de la courbe située de 0 dB à -10 dB du maximum. Le second est obtenu sur cette même courbe entre -5 dB et -35 dB. Dans les deux cas, les temps correspondants sont ramenés à une décroissance de 60 dB. En pratique, les temps de réverbération sont obtenus en réalisant une interpolation linéaire sur chacun de ces domaines de façon à en extraire la pente.

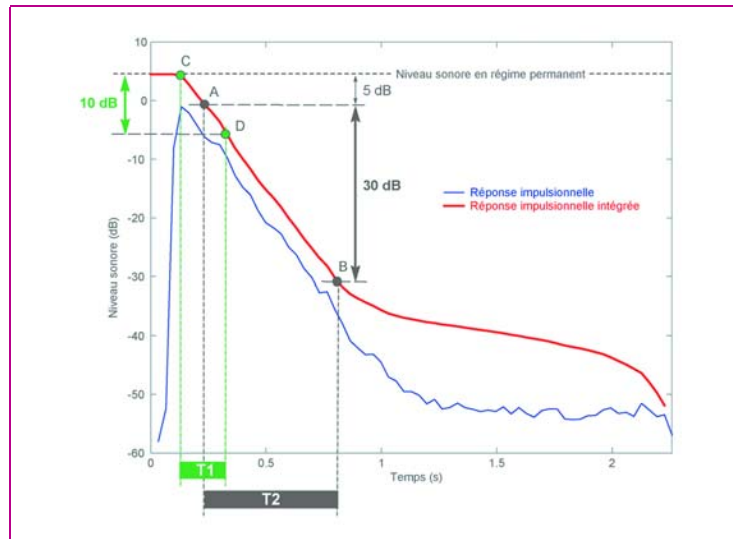
Dans certains cas, notamment lorsque l'on s'intéresse à la décroissance en un point d'observation donné, les courbes obtenues par la relation (20) peuvent présenter des fluctuations importantes, ce qui rend difficile le calcul des temps de réverbération. Dans ces conditions, afin de lisser ces fluctuations de niveau sonore au cours du temps, il est possible d'utiliser la méthode d'intégration de Schroeder [Schroeder, 1980]. Sous forme discrète, la méthode consiste à calculer la pression acoustique intégrée (en Pa), en sommant la réponse impulsionnelle sur tous les pas de temps compris entre  $q$  et le nombre de pas de temps total  $N_t$  :

$$SPL(q\Delta t) = \sum_{p=q}^{N_t} \rho c \Delta t I(p\Delta t) \quad (22)$$

Le niveau en régime permanent est alors simplement donné par la valeur à l'origine ( $q = 0$ ). Les temps de réverbération EDT et RT30 sont quant à eux déterminés par la même procédure que précédemment, mais sur cette nouvelle courbe (Fig. 10). Si ces temps de réverbération sont calculés à partir de la décroissance de l'énergie en un point donné (dans une maille), le temps TR est défini comme *local*. Si ces temps de réverbération sont calculés à partir de la décroissance totale dans la salle (en sommant sur toutes les mailles), le temps TR est dit *global*.

□ **Figure 10**

Illustration du calcul des temps de réverbération sur une réponse impulsionnelle intégrée. Le temps de réverbération EDT est calculé sur la partie de la courbe située entre -0 et -10 dB du maximum (points C et D) :  $EDT = 6 \times T1$ . Le temps de réverbération RT30 est calculé sur la partie de la courbe située entre -5 et -35 dB du maximum (points A et B) :  $RT30 = 2 \times T2$ .



## Recomposition et compensation des réponses impulsionnelles

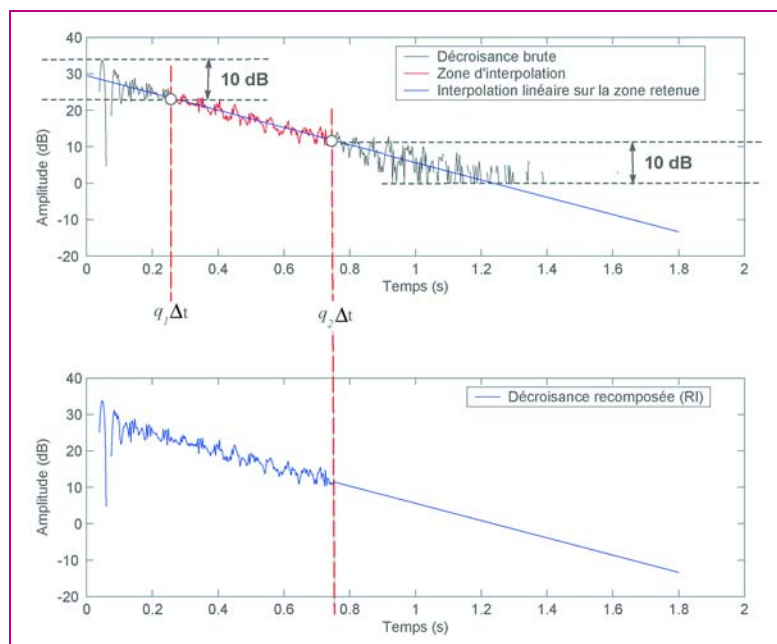
En pratique, les valeurs de RI obtenues par le programme SPPS ne sont pas infinies, mais limitées au temps  $t_0 = N_t \Delta t$  fixé par l'utilisateur. Cette limitation a pour effet de modifier sensiblement l'allure de la courbe SPL( $q\Delta t$ ) puisque l'énergie au-delà du temps  $t_0$  n'est pas comptabilisée [Yang et Shield, 2000]. Si la dynamique de la courbe n'est pas suffisante (ce qui est souvent le cas en pratique), cette omission a pour conséquence de biaiser les calculs des temps de réverbération et du niveau en régime permanent. Afin de résoudre ce problème, nous avons établi une procédure de traitement spécifique des réponses impulsionnelles obtenues par le programme SPPS. La première étape consiste à reconstituer artificiellement la décroissance des RI, puis, dans une seconde étape, à compenser la perte d'énergie sur les courbes SPL( $q\Delta t$ ) provoquée par la limitation de la durée des calculs.

### Recomposition de la réponse impulsionnelle

Comme il l'a été précisé plus haut, la dynamique des courbes de décroissance est déterminée par le nombre N de particules émises par la source et/ou par la durée  $t_0$  du calcul. Si le nombre de particules n'est pas suffisant, les courbes de décroissance s'étendent sur un temps inférieur à  $t_0$ . Par ailleurs, la fin des courbes de décroissance ne présentant pas suffisamment de particules sonores n'est pas représentative des phénomènes étudiés. Un exemple de réponse impulsionnelle RI « brute » obtenue par le programme SPPS en un point récepteur est donné sur la figure 11. La fin de la RI n'étant pas

□ **Figure 11**

Exemple de reconstitution d'une réponse impulsionnelle (RI). Figure du haut : représentation d'une RI brute et exemple d'interpolation linéaire sur le domaine  $[q_1\Delta t, q_2\Delta t]$  (en rouge) de la réponse impulsionnelle « brute ». Figure du bas : construction de la RI recomposée : la RI « brute » est extrapolée à partir du temps  $q_2\Delta t$ .





significative de la décroissance moyenne de la courbe, elle ne doit pas être prise en compte dans le calcul des temps TR et des niveaux sonores. Pour recomposer la décroissance des courbes, la solution consiste à interpoler artificiellement la fin de cette courbe, en admettant l'hypothèse classique d'un champ diffus. Considérant alors que les courbes de décroissance ont une variation exponentielle (linéaire en dB) de la forme :

$$h(t) = a \exp(-bt) \quad (23)$$

L'opération consiste à interpoler les coefficients a et b sur un domaine  $[q_1\Delta t, q_2\Delta t]$  précis de la RI brute. Pour ne pas prendre en compte les phénomènes « particuliers » qui interviennent dans la partie précoce de la courbe, le temps  $q_1\Delta t$  devra correspondre à un niveau au moins inférieur de 10 dB au niveau maximum de la décroissance, donc au-delà de la zone de calcul de l'EDT. À l'inverse, pour ne pas prendre en compte la fin des courbes de décroissance, jugée non représentative, il faudra choisir un temps  $q_2\Delta t$  au moins 10 dB au-dessus du seuil minimum. La courbe de décroissance est ensuite interpolée sur le domaine  $[q_2\Delta t, t_0]$ . La seconde courbe de la figure 11 montre un exemple de RI recomposée, présentant ainsi une dynamique plus importante.

### Compensation de la réponse impulsionnelle

En réécrivant la relation (22) sous la forme

$$SPL'(q\Delta t) = \sum_{p=q}^{N_t} \rho c \Delta t I(p\Delta t) + \int_{t_0}^{\infty} \rho c I(t) dt \quad (24)$$

le second terme du membre de droite fait apparaître la part  $Q_0$  de l'énergie qui n'est pas comptabilisée lorsque la durée du calcul est limitée au temps  $t_0$ , puisque le premier terme du membre de droite est la seule valeur calculée en pratique. En admettant une nouvelle fois l'hypothèse de champ diffus et en particulier la forme de décroissance proposée à la relation (23), il est possible de calculer analytiquement  $Q_0$  de la manière suivante :

$$Q_0 = \int_{t_0}^{\infty} \rho c I(t) dt = \int_{t_0}^{\infty} a \exp(-bt) dt = \frac{a}{b} \exp(-bt_0) \quad (25)$$

Il suffit donc ensuite de rajouter cette quantité  $Q_0$  à la valeur calculée par la relation (22), en utilisant les paramètres a et b déjà obtenus dans l'opération de recombinaison. La figure 12 présente plusieurs courbes montrant le résultat de la procédure d'intégration de Schroeder dans plusieurs cas de figure : avec/sans recombinaison et avec/sans compensation. Comme attendu, l'intégration directe d'une réponse impulsionnelle (RI) brute ou recomposée provoque une extinction de la queue de décroissance de la courbe intégrée. La compensation de la RI brute ou recomposée permet bien de corriger ce biais de calcul. Pour la raison évoquée dans le paragraphe précédent, la RI recomposée et compensée est la courbe la plus représentative de la décroissance d'énergie, sur laquelle doivent être calculés les temps TR. Néanmoins, il est important de rappeler que ce traitement n'est valable que lorsque les RI sont caractérisées par une décroissance exponentielle, donc principalement dans des espaces diffus.

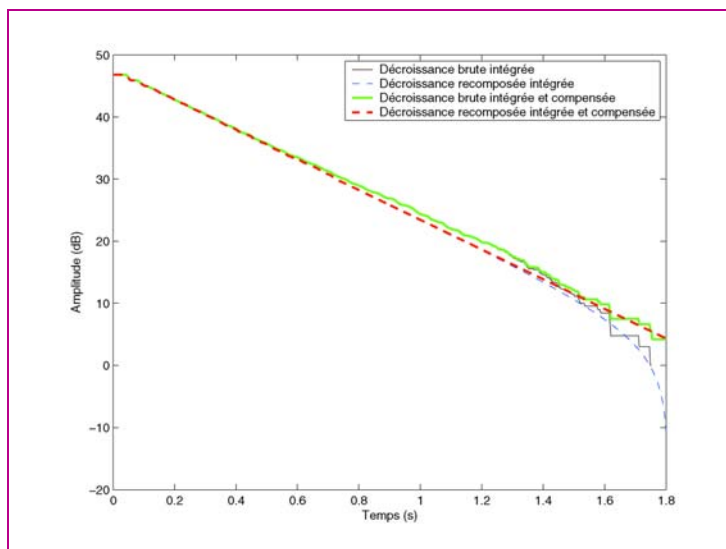


Figure 12

Application de la méthode de Schroeder sur une réponse impulsionnelle avec/sans recombinaison et avec/sans compensation. Mise en évidence de l'effet de la compensation d'une RI brute ou recomposée. En l'absence de compensation, l'intégration de la RI provoque une extinction biaisée des courbes de décroissance. La compensation de la RI brute et recomposée permet de corriger la forme de la queue des courbes de décroissance.

## APPLICATIONS ET VALIDATION

Dans cette dernière partie, des exemples d'application du programme SPPS sont présentées pour plusieurs configurations de forme et d'encombrement d'une salle, ainsi que pour plusieurs conditions de réflexion au niveau des parois. Dans la mesure où ces applications ont été extraites de la littérature scientifique, pour lesquelles des données expérimentales ou des résultats numériques sont disponibles, nous avons également pu utiliser ces résultats pour valider l'approche particulière. Toutefois, pour des raisons évidentes, il convient de porter plus d'attention aux comparaisons SPPS/mesures, qu'aux comparaisons SPPS/modèles. Le premier cas permet une validation réelle du programme SPPS (dans la limite des incertitudes de mesure), tandis que le second cas offre plutôt une évaluation qualitative du comportement du programme SPPS par rapport à d'autres modèles.

### Salles de dimension homogène

Dans cette partie, nous considérons deux applications du programme SPPS pour des salles quasi-cubiques présentant soit des réflexions spéculaires, soit des réflexions diffuses.

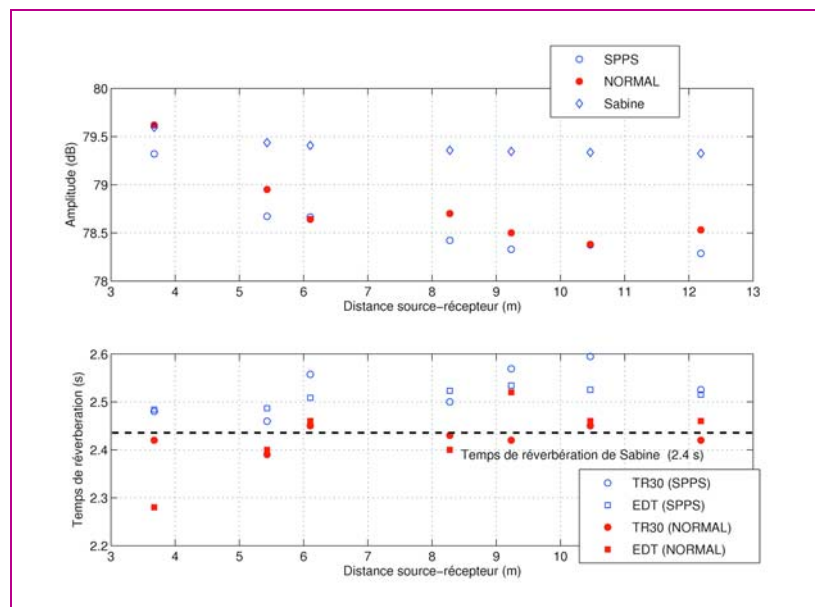
#### Salle cubique en champ spéculaire (comparaison avec un modèle)

Dans un article récent, Yang et Shield [2000] ont présenté des résultats de simulation (programme de tracé de rayons sonores appelé NORMAL, réflexions spéculaires uniquement) dans une salle quasi-cubique de dimension  $8 \times 10 \times 9 \text{ m}^3$ , d'absorption uniforme 0,1, pour une source permanente, de puissance 90 dB, disposée au point (1,1,1) dans la salle. Les niveaux sonores et les temps de réverbération ont été calculés en sept points répartis dans la salle. À titre de comparaison, des simulations avec le programme SPPS ont été réalisées dans une configuration identique, avec deux millions de particules et les paramètres suivants :  $N_x = 8$ ,  $N_y = 10$ ,  $N_z = 9$ ,  $\Delta t = 3 \text{ ms}$ ,  $N_t = 800$ ,  $m = 0 \text{ Np/m}$  (c'est-à-dire que l'atténuation atmosphérique est négligée). Les niveaux sonores et les temps de réverbération SPPS ont été calculés en utilisant la procédure de recombinaison et de compensation présentée plus haut. Ces résultats ont été ensuite comparés à ceux du programme NORMAL ainsi qu'aux résultats donnés par la théorie classique de la réverbération (Fig. 13).

En ce qui concerne les niveaux sonores calculés pour les récepteurs de référence localisés dans la salle, les résultats obtenus par SPPS sont très proches de ceux du programme NORMAL. Les écarts maximaux observés avec le programme NORMAL sont de l'ordre de 0,30 dB (0,18 dB en moyenne). La seconde partie de la figure 13 montre également un bon accord entre les temps de réverbération EDT et RT30. Un écart maximal de l'ordre de 0,20 s est obtenu pour l'EDT (0,08 s d'écart moyen) et 0,15 s pour le RT30 (0,10 s d'écart moyen), ce qui prouve le bon comportement du programme SPPS.

Dans cette application, la salle étant de dimension homogène et d'absorption uniforme, les simulations numériques sont également cohérentes avec la théorie classique de la réverbération.

□ **Figure 13**  
Comparaison des résultats du programme SPPS avec ceux issus du programme NORMAL [d'après Yang et Shield, 2000], pour une salle quasi-cubique de dimension  $8 \times 10 \times 9 \text{ m}$ . Les résultats de la théorie classique de la réverbération (Sabine) sont également présentés.



## Salle cubique en champ diffus (comparaison avec un modèle)

Au travers de ses nombreux travaux en acoustique des salles, Kuttruff a développé une méthode intégrale pour le calcul du champ sonore dans une salle diffuse [Kuttruff, 2000]. Cette méthode, considérée par la communauté scientifique comme une méthode de référence, a été appliquée dans de nombreuses configurations et a montré un comportement intéressant, même s'il n'en existe à notre connaissance que peu de validations expérimentales. Dans un article récent, Kuttruff [1997] a notamment appliqué cette méthode pour des salles cubiques (10 m d'arête), caractérisées par différentes conditions de répartition de l'absorption acoustique. En particulier, nous nous sommes intéressés à deux configurations, l'une (notée K6) présentant une absorption uniforme ( $\alpha = 1/6$ ) et l'autre (notée K5) ne présentant qu'une seule paroi totalement absorbante. Dans les deux cas, la source sonore est localisée au centre de la salle. Ces deux configurations ont donc été simulées, avec 500 000 particules et les paramètres suivants :  $N_x = 10$ ,  $N_y = 10$ ,  $N_z = 10$ ,  $\Delta t = 2,9$  ms,  $Nt = 700$ ,  $m = 0$  Np/m (c'est-à-dire que l'atténuation atmosphérique est négligée).

Le tableau I donne les résultats des temps TR obtenus par le modèle de Kuttruff et par le programme SPPS (après compensation et recombinaison), ainsi qu'avec les formules classiques de Sabine et d'Eyring. En ce qui concerne la configuration cubique caractérisée par une absorption uniforme (K6), les valeurs des temps TR données par SPPS et Kuttruff sont proches de celles de Sabine et d'Eyring. On se trouve ici dans un cas idéal (salle cubique, diffuse et d'absorption uniforme) propice à la création d'un champ diffus conforme à la théorie classique. Pour la configuration cubique d'absorption non uniforme (K5), on note un écart plus important entre l'approche SPPS et celle de Kuttruff (de l'ordre de 0,25 s) qu'il est difficile d'expliquer. Malgré cette réserve, le programme SPPS semble donner des résultats cohérents pour une salle cubique caractérisée par des parois diffuses et d'absorption non uniforme.

**TABLEAU I**  
Comparaison des temps de réverbération (en seconde) obtenus par la théorie classique de la réverbération (Sabine et Eyring), par le modèle de Kuttruff et par les simulations numériques SPPS.  
Les temps TR30 et EDT ont été calculés sur les décroissances globales recomposées et compensées

Configuration	Absorption	Sabine TR (s)	Eyring TR (s)	Kuttruff TR (s)	SPPS RT30 (s)	SPPS EDT (s)
(K6) $10 \times 10 \times 10 \text{ m}^3$	Uniforme ( $\alpha = 1/6$ )	1,63	1,49	1,57	1,73	1,75
(K5) $10 \times 10 \times 10 \text{ m}^3$	Totale sur une face			1,37	1,62	1,62

## Espaces allongés

La modélisation de la propagation du son dans des espaces allongés (couloirs, locaux plats, rues, etc.) a donné naissance à de nombreuses études. Pour ces espaces, où l'une des dimensions est bien souvent très supérieure aux autres, les observations expérimentales ont montré l'absence de champ diffus, au sens de la théorie classique de la réverbération. En d'autres termes, la densité d'énergie et les temps de réverbération ne sont pas homogènes dans l'ensemble du milieu de propagation, ce qui met en défaut la théorie de la réverbération de Sabine. Il résulte de cette observation que les modèles fondés sur la théorie classique des champs diffus ne sont pas applicables et doivent laisser place à d'autres méthodes. Dans cette partie, on propose donc quatre applications du programme SPPS à des espaces allongés (un couloir, une station de métro et deux locaux plats). L'hypothèse des champs diffus n'étant pas vérifiée dans ces espaces, nous n'avons pas appliqué le traitement de compensation et de recombinaison des réponses impulsionnelles.

## Couloir en champ spéculaire (comparaison avec des mesures)

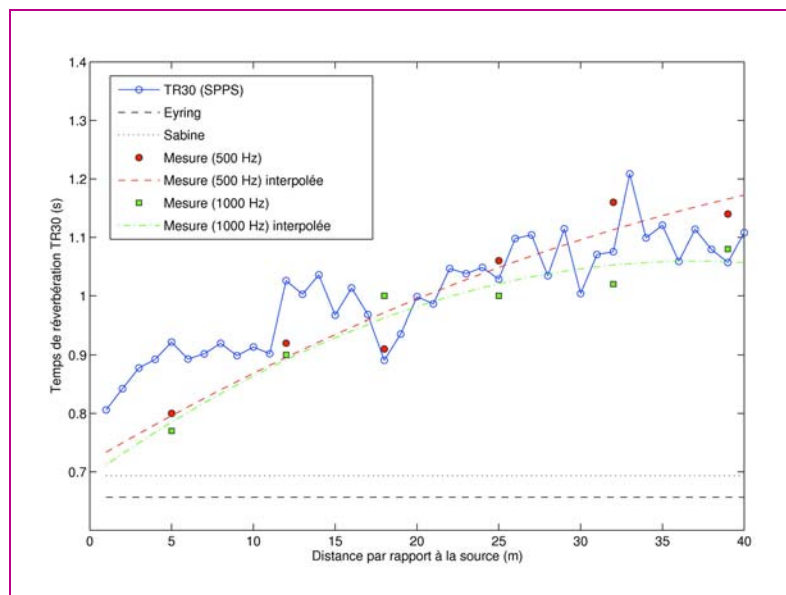
Dans un ouvrage récent, Kang [2002] a détaillé de nombreuses expérimentations dans des espaces allongés. Nous avons en particulier retenu les mesures réalisées dans un couloir de l'Université de Cambridge (UK), auxquelles ont été comparés les résultats des simulations. Le couloir, de dimension  $1,56 \times 42,5 \times 2,83 \text{ m}^3$ , est limité par des parois produisant des réflexions spéculaires (c'est-à-dire de coefficient d'accommodation nul) et définies par une absorption uniforme égale à 0,1 pour les murs

latéraux et 0,5 pour les extrémités. La source sonore est localisée au centre de la section du couloir, à 1,5 m d'une extrémité. Les temps de réverbération RT30 ont été mesurés dans l'axe du couloir, de 5 à 39 m de la source, pour les bandes d'octaves 500 et 1 000 Hz.

La figure 14 illustre la comparaison des mesures de Kang avec les simulations SPPS pour  $N_x = 5$ ,  $N_y = 45$ ,  $N_z = 7$ ,  $\Delta t = 2,9$  ms,  $N_t = 700$ ,  $m = 0,003$  Np/m et deux millions de particules sonores. Afin de faciliter la comparaison, les mesures de Kang ont également été interpolées (interpolation quadratique) sur l'ensemble des distances sources-récepteurs. Pour des raisons pratiques (dynamique insuffisante des simulations numériques), le temps de réverbération « SPPS » a été estimé sur une décroissance de 20 dB de l'énergie sonore en chaque point récepteur, au lieu des 30 dB classiques. Cela explique la notation TR20 présente sur la figure, mais ne change en rien les conclusions de ces simulations. Malgré tout, les résultats montrent un excellent comportement du programme SPPS, notamment pour des distances sources-récepteurs supérieures à 10 m. Proche de la source, le caractère local et déterministe de certaines réflexions peut engendrer un comportement particulier du champ sonore (présence de diffractions bien définies par exemple), qui n'est pas prévu par une approche probabiliste. Comme attendu, on notera également que la théorie classique des champs diffus, illustrée par les temps de réverbération de Sabine et d'Eyring, est mise en défaut.

□ **Figure14**

Comparaison des résultats du programme SPPS avec les données expérimentales de Kang [2002] obtenues dans un couloir de l'Université de Cambridge (UK), pour les bandes d'octave 500 Hz et 1 000 Hz. Pour des raisons pratiques (dynamique insuffisante), les temps de réverbération SPPS ont été calculés sur une décroissance de 20 dB au lieu des 30 dB usuels. Les résultats issus de la théorie classique de la réverbération (Sabine et Eyring) sont également présentés.



### Station de métro (comparaison avec des mesures)

Dans ce même ouvrage, Kang a également présenté des résultats de mesure dans une station de métro de Londres (London Euston Square), de section rectangulaire et de dimension  $12,9 \times 120 \times 5,85$  m<sup>3</sup>. Ces mesures ont été obtenues avec une source dodécaédrique située à 0,7 m au-dessus du sol, à 25 m d'une extrémité de la station et à 1,8 m du bord du quai. Les temps de réverbération EDT ont été mesurés à 1,5 m de hauteur, 2 m du bord du quai, de 5 à 40 m de la source, pour les bandes d'octaves 250-4 000 Hz. Les simulations numériques ont été réalisées en considérant les parois totalement spéculaires, avec un million de particules sonores et les paramètres suivants :  $N_x = 10$ ,  $N_y = 120$ ,  $N_z = 6$ ,  $\Delta t = 2,9$  ms,  $N_t = 800$ ,  $m = 0,003$  Np/m. En l'absence de données sur le coefficient d'absorption des parois latérales, les simulations ont été réalisées pour deux valeurs différentes, 0,06 et 0,08 (valeurs proposées par Kang). Les deux extrémités de la station de métro étant ouvertes, les coefficients d'absorption respectifs ont été fixés à 1.

À la différence des simulations du paragraphe précédent, les comparaisons sont réalisées sur les temps de réverbération EDT. La faible dynamique évoquée précédemment n'est plus un problème ici. La figure 15 montre là encore un très bon accord entre le programme SPPS et les données expérimentales. Les deux simulations modélisent assez correctement l'évolution du temps de réverbération EDT dans la station de métro. Des informations complémentaires sur les valeurs de l'absorption permettraient sans doute d'obtenir un meilleur accord avec les données expérimentales.



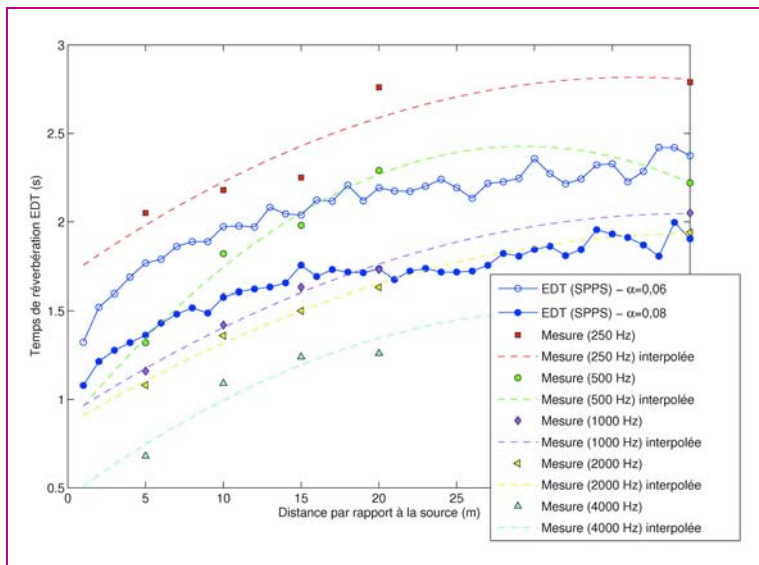


Figure 15

Comparaison des résultats du programme SPPS avec les données expérimentales de Kang [2002] obtenues dans la station de métro « London Euston Square » à Londres, pour les bandes d'octave allant de 250 Hz et 4 000 Hz. Faut de données suffisantes sur l'absorption des parois, les simulations par SPPS ont été réalisées avec les deux coefficients d'absorption différents (0,06 et 0,08) proposés par Kang.

### Local plat en champ spéculaire (comparaison avec des mesures)

Ondet et Barbry [1989] ont présenté le résultat d'une expérimentation dans un local plat de dimension  $8 \times 30 \times 3,85 \text{ m}^3$ , caractérisé par des parois présentant des réflexions spéculaires et d'absorption égale à 0,05 sur le sol, 0,15 au plafond et 0,1 sur les autres parois. Une source sonore de puissance 102,9 dB a été disposée au point (1,5 ; 1 ; 0,85) dans la salle. Des mesures de niveau sonore ont été réalisées en plusieurs points de la salle, dans la bande d'octave 2 000 Hz. Cette configuration a été simulée avec le programme SPPS en utilisant 750 000 particules sonores et avec les paramètres suivants :  $N_x = 5$ ,  $N_y = 15$ ,  $N_z = 4$ ,  $\Delta t = 2,5 \text{ ms}$ ,  $N_t = 1\,200$ ,  $m = 0,0024 \text{ Np/m}$ .

La figure 16 présente une comparaison des niveaux de pression mesurés par Ondet et Barbry avec ceux calculés par le programme SPPS, ainsi qu'avec la théorie classique de la réverbération (Sabine). Cette figure montre une nouvelle fois le bon comportement du programme SPPS. Là encore, l'inapplicabilité de la théorie classique est vérifiée.

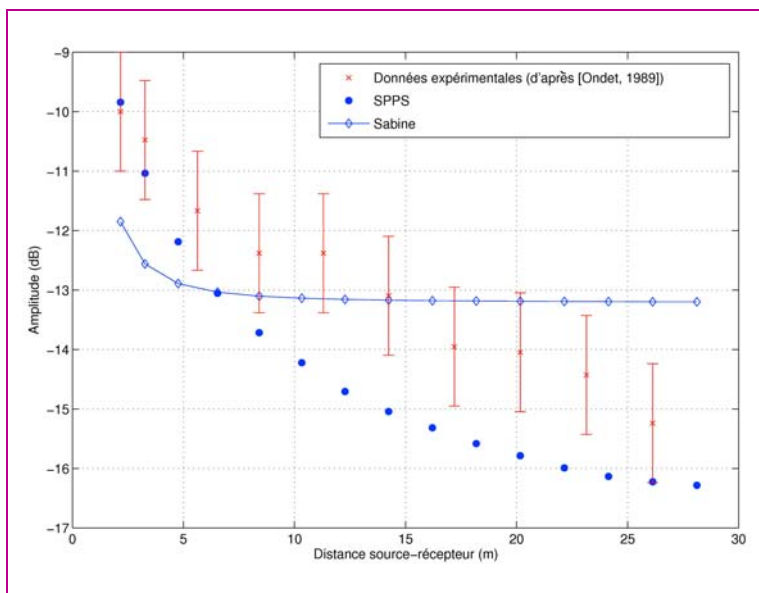


Figure 16

Comparaison des résultats du programme SPPS avec les données expérimentales de Ondet et Barbry [1989], obtenues dans un local plat de dimension  $8 \times 30 \times 3,85 \text{ m}^3$ , ainsi qu'avec la théorie classique de la réverbération (Sabine).

### Local plat en champ mixte (comparaison avec un modèle)

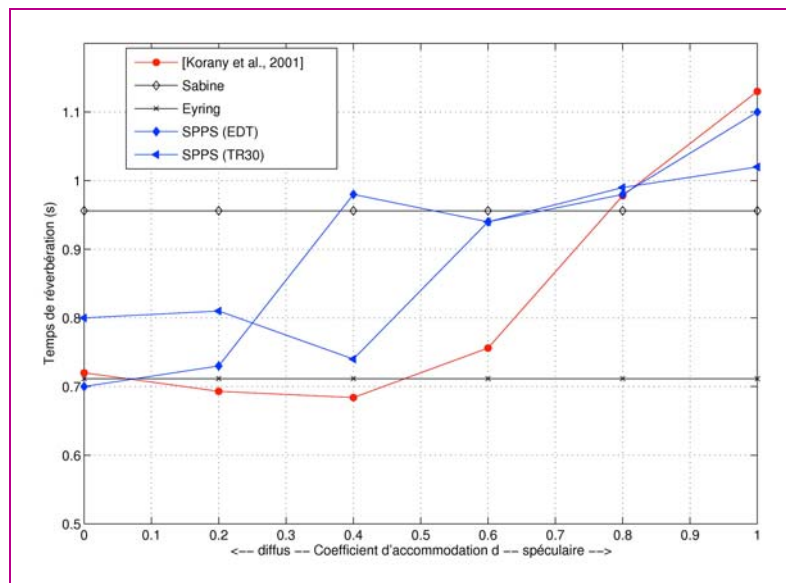
Plus récemment, Korany et al. [2001] ont proposé un nouveau modèle numérique pour la prévision des champs sonores dans des salles, permettant de prendre en compte les phénomènes de diffusion sur les parois du domaine. Ce modèle est une version hybride d'une méthode de

sources-images classique associée à une méthode de radiosité pour la partie diffuse du champ sonore. Dans cet article, les auteurs ont proposé une application de leur modèle numérique dans un local plat de dimension  $20 \times 30 \times 10 \text{ m}^3$ , d'absorption égale à 0,9 au sol, 0,1 au plafond, 0,3 sur les murs latéraux et 0,6 aux deux extrémités. Une source sonore normalisée de 0 dB a été disposée au point (2,5 ; 15 ; 3) dans la salle, tandis que le temps de réverbération a été estimé au point (15 ; 10 ; 4). Afin d'évaluer l'évolution du temps de réverbération avec la diffusion des parois, Korany et *al.* ont réalisé des simulations pour six valeurs du coefficient d'accommodation, allant de 0 à 1 par pas de 0,2. Ces configurations ont également été simulées en utilisant le programme SPPS avec un million de particules et les paramètres suivants :  $N_x = 20$ ,  $N_y = 30$ ,  $N_z = 10$ ,  $\Delta t = 2,9 \text{ ms}$ ,  $N_t = 400$ ,  $m = 0 \text{ Np/m}$ .

La figure 17 montre la comparaison des temps de réverbération obtenus par Korany et *al.* avec ceux calculés par le programme SPPS. Faute d'information suffisante sur la nature du temps TR utilisé par les auteurs, nous avons représenté les deux temps TR « standards », à savoir le RT30 et l'EDT obtenus par les simulations. L'allure des courbes est relativement identique entre les deux simulations, même si les temps de réverbération SPPS semblent presque systématiquement surestimer les valeurs de Korany et *al.*, excepté au dernier point ( $d = 1$ ). On notera le comportement particulier de l'EDT (SPPS) pour  $d = 0,4$  par rapport aux valeurs les plus proches, qui peut probablement s'expliquer par une dynamique insuffisante des simulations, faussant le calcul du temps de réverbération. Toutefois, dans l'ensemble, ce résultat souligne une nouvelle fois le bon comportement du programme SPPS et montre là encore l'inapplicabilité des formules classiques de Sabine et d'Eyring, pour ce type de salle.

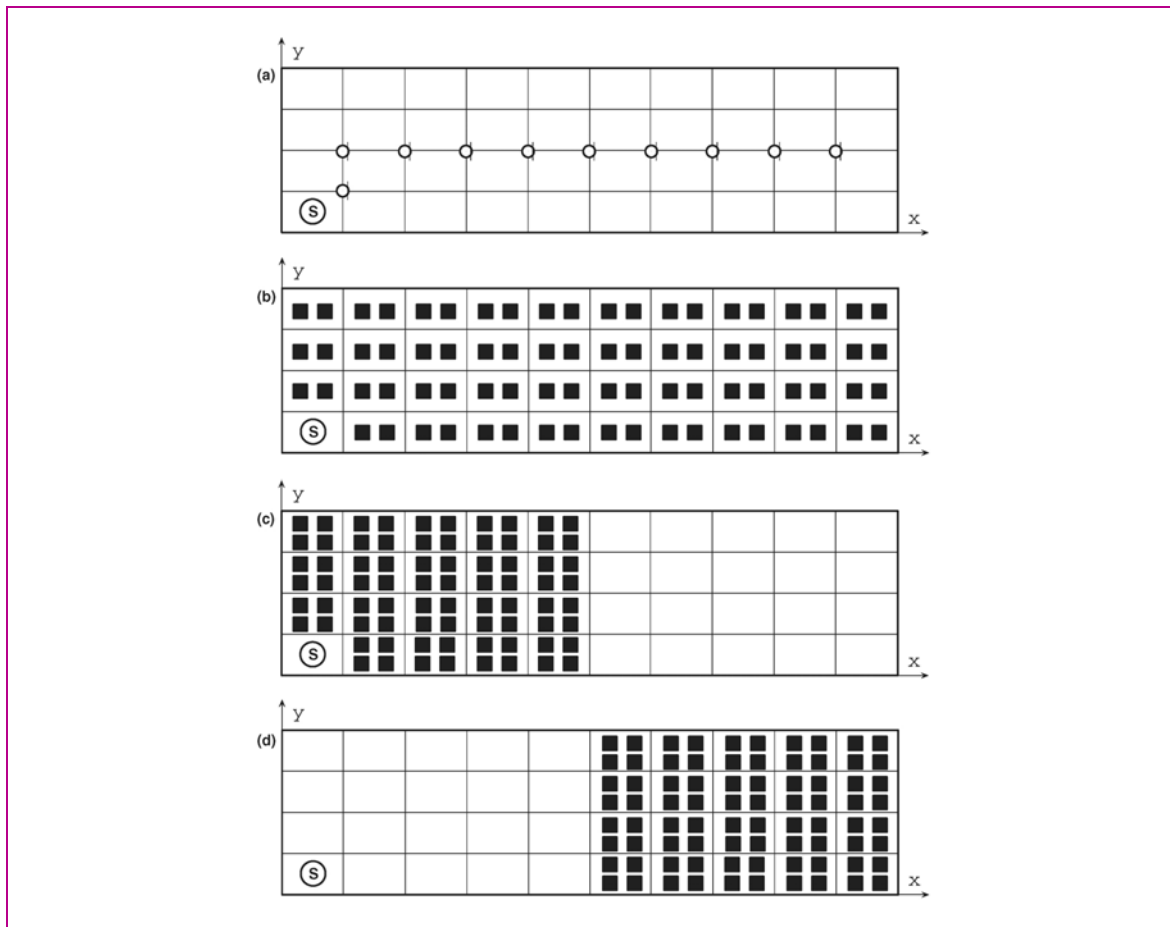
□ **Figure 17**

Comparaison des résultats du programme SPPS (EDT et RT30) avec les données expérimentales de Korany et *al.* [2001] dans un local plat de dimension  $20 \times 30 \times 10 \text{ m}^3$ . Les résultats de la théorie classique de la réverbération (Sabine et Eyring) sont également indiqués.



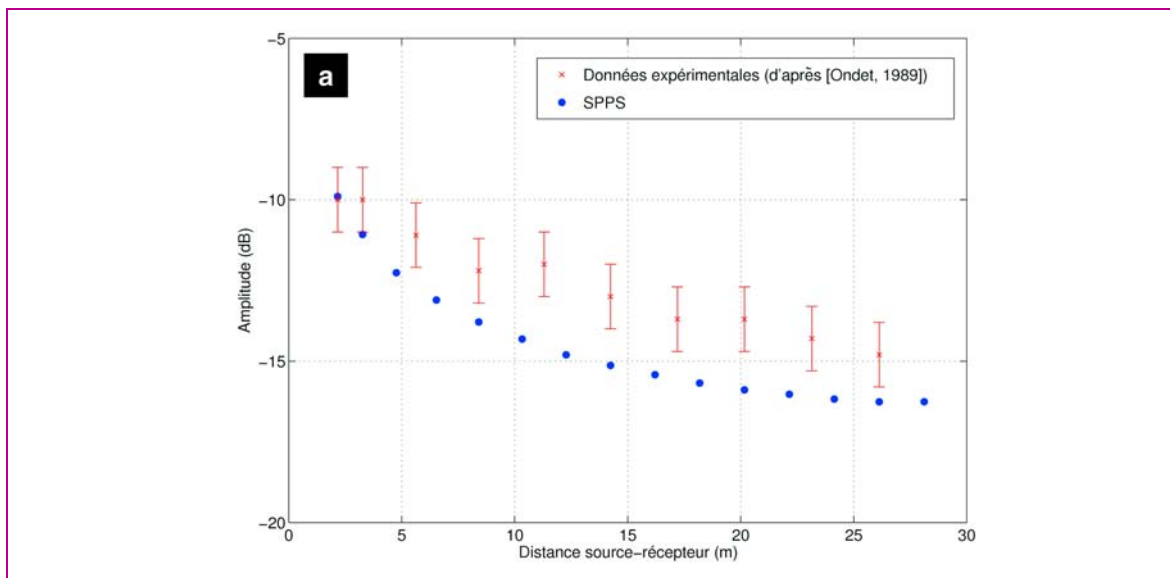
## Locaux encombrés

Ondet et Barbry [1989] ont également présenté des mesures de champs sonores dans une salle d'essai, pour quatre configurations d'encombrement (Fig. 18), allant de « vide » à « uniformément remplie ». La source sonore a été disposée au point (1,5 ; 1 ; 0,85) dans la salle de dimension  $30 \times 8 \times 3,85 \text{ m}^3$ , tandis que les mesures de niveau sonore ont été réalisées en de nombreux points de la salle (Fig. 18a). Ces mêmes configurations ont également été simulées avec le programme SPPS, en utilisant 750 000 particules sonores et les paramètres suivants :  $N_x = 5$ ,  $N_y = 15$ ,  $N_z = 4$ ,  $\Delta t = 2,5 \text{ ms}$ ,  $N_t = 1\,200$ ,  $m = 0,0024 \text{ Np/m}$ . Les résultats des simulations SPPS, comparés aux résultats expérimentaux, sont présentés sur la figure 19. Dans l'ensemble, et bien que les simulations sous-estiment légèrement les mesures, l'accord obtenu est excellent. Des comparaisons avec d'autres données expérimentales (non présentées ici) ont également été réalisées, et ont fourni des résultats similaires.



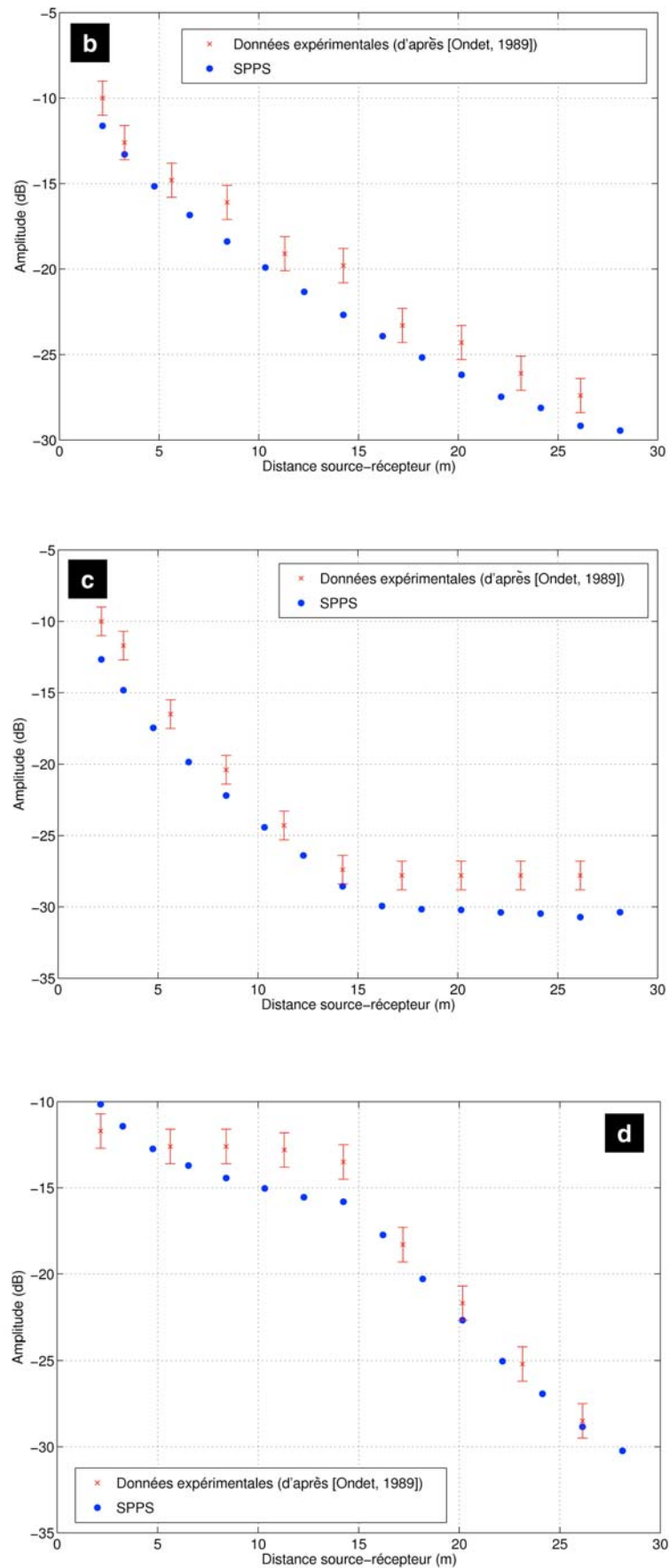
□ **Figure 18**

Configurations étudiées par Ondet et Barbry [1989]. Local plat de dimension  $30 \times 8 \times 3,85 \text{ m}^3$ , encombré par des obstacles de dimension  $0,5 \times 0,5 \times 3 \text{ m}^3$  : (a) local vide : les microphones de mesure sont disposés à 1,5 m au-dessus du sol, de 3 à 27 m de la source, tous les 3 m. Un microphone de référence est également situé au point (3,2). La source est située au point (1,5 ; 1) à 0,85 m au-dessus du sol ; (b) local plat entièrement encombré (80 obstacles,  $\lambda_c = 7,6 \text{ m}$ ,  $\alpha_c = 0,3$ ) ; (c) et (d) local plat à demi encombré (80 obstacles,  $\lambda_c = 3,9 \text{ m}$ ,  $\alpha_c = 0,3$ ).



□ **Figure 19**

Comparaison des résultats du programme SPPS avec les données expérimentales obtenues par Ondet et Barbry [1989] dans les quatre configurations (a), (b), (c) et (d) de la figure 18, pour la bande d'octave 2 000 Hz. Les incertitudes de mesures ont été estimées à  $\pm 1 \text{ dB}$  par les auteurs.



□ Figure 19 (suite)

## CONCLUSION

Dans cet article, nous avons montré le principe de la modélisation numérique des champs sonores dans une enceinte « complexe », grâce au concept de particules sonores, en modélisant l'ensemble des phénomènes d'absorption, de réflexion, de diffusion, d'atténuation atmosphérique et d'émission par des procédures de tirage aléatoire. L'application à des configurations réelles, pour lesquelles des données expérimentales sont disponibles dans la littérature, a montré un très bon comportement du modèle numérique.

Sous sa forme actuelle, et sans modification majeure, le programme SPPS peut être étendu à un environnement multi-sources, avec des directivités complexes. Cette extension est relativement simple puisqu'il suffit d'opérer une boucle sur le nombre de sources, au premier pas de temps, de façon à définir la position et la direction initiale des particules sonores à l'instant initial. Le reste du déroulement de la procédure est inchangé.

Il est également possible de considérer les effets des parois avec plus de précision. Dans cette version, les propriétés acoustiques (absorption, accommodation et type de réflexion) sont supposées uniformes sur l'ensemble de la paroi, mais peuvent être différentes sur les six parois considérées. En définissant des propriétés acoustiques propres pour chacune des mailles en contact avec une limite du domaine de propagation, la description des parois sera plus fine, autorisant des zones d'absorption et de réflexion différentes sur une même paroi.

Enfin, il est important de souligner qu'à la différence de l'approche « rayons sonores », l'approche « particules sonores » permet de prendre en compte les effets météorologiques dans le processus de propagation des particules sonores. Par exemple, la contribution du vent peut être introduite dans les simulations numériques, en modifiant les composantes du vecteur vitesse des particules de façon à y introduire celle du vent. De la même façon, il est également possible de prendre en compte les effets thermiques, en modifiant la direction de la vitesse des particules au cours du temps et, localement, en fonction de la position des particules. Cette approche permet ainsi de modéliser des trajectoires courbes, conformément aux observations expérimentales.

Comme pour les méthodes de tracé de rayons, la limitation majeure réside dans les temps de calcul. Plus le milieu de propagation est absorbant, de grande dimension, et constitué de nombreuses sources, plus il faudra considérer de particules sonores pour obtenir une dynamique suffisante en chaque point du maillage, et ainsi disposer d'une bonne estimation des temps de réverbération et du niveau sonore. À titre d'exemple, les applications présentées dans ce document ont nécessité des temps de calculs (hors traitement) de plusieurs heures à plus d'un jour, sur une station SUN (SUNW ; Sun-Blade-100 ; sparç ; sun4u) disposant de 1 Go de mémoire vive, fonctionnant sous SunOS 5.8 et en utilisant Matlab® 6.5. Une réécriture du programme SPPS dans un langage de programmation de type C ou C++, associée à une station de travail plus performante, devrait diminuer considérablement les temps de simulation.

L'autre aspect qui limite pour l'instant l'utilisation du programme SPPS porte sur la forme du domaine de propagation, supposée parallélépipédique. L'application à des formes plus complexes (salles de spectacle, salles couplées) nécessiterait également la réécriture complète du programme, au niveau du maillage et du calcul des points de collision des particules avec les parois.

## RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- AULETTA N., Contribution à l'étude de la propagation du son dans les locaux industriels encombrés – 1<sup>re</sup> partie (étude théorique), *Revue d'Acoustique*, vol. 75, 1985, pp. 477-487.
- AULETTA N., Contribution à l'étude de la propagation du son dans les locaux industriels encombrés – 2<sup>e</sup> partie, *Revue d'Acoustique*, vol. 76, 1986, pp. 5-18.
- BASS F.G., SUTHERLAND L.C., PIERCY J., EVANS L., *Absorption of sound by the atmosphere*, Academic Press Inc., 1984, dans *Physical Acoustics*, vol. XVII, chapter 3.
- BRUNEAU M., *Manuel d'acoustique fondamentale*, 1998, Hermès, 576 pages.
- BURNS P.J., MATLBY J.D., CHRISTON M.A., Large-scale surface to surface transport for phonons and electrons via Monte-Carlo, *Computing Systems in Engineering*, vol. 1, 1, 1990, pp. 75-99.
- CREMER L., MÜLLER H.A., *Principles and applications of room acoustics*, vol. 1, 1982, Applied Science Publishers, 651 pages.
- EMBLETON T.F.W., Tutorial on sound propagation outdoors, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 100, 1, 1996, pp. 31-48.



- EMBRECHTS J.J., ARCHAMBEAU D., STAN G.B., Determination of the scattering coefficient of random rough diffusing surfaces for room acoustics applications, *Acustica/acta acustica*, vol. 87, **2001**, pp. 482-494.
- HIDAKA T., Sound field simulation, some considerations of related problems for wave theoretical auralization, Ferrara, *CIARM'95 2nd International Conference on Acoustics and Musical Research*, **1995**, F. Pedrielli, pp. 11-22.
- HODGSON M., Evidence of diffuse surface reflections in rooms, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 89, **2**, **1991**, pp. 765-771.
- JOYCE J., Classical-particle description of photons and phonons, *Physical Review D*, vol. 9, **12**, **1974**, pp. 3234-3256.
- KANG J., *Acoustics of long spaces*, Thomas Telford, **2002**, 251 pages.
- KORANY N., BLAUERT J., ABDEL ALIM O., Acoustic simulation of rooms with boundaries of partially specular reflectivity, *Applied Acoustics*, vol. 62, **2001**, pp. 875-887.
- KULOWSKI A., Algorithmic representation of the ray tracing technique, *Applied Acoustics*, vol. 18, **1985**, pp. 449-469.
- KUTTRUFF H., Sound decay in reverberation chambers with diffusing elements, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 69, **6**, **1981**, pp. 1716-1723.
- KUTTRUFF H., Energetic sound propagation in rooms, *Acustica/acta acustica*, vol. 83, **1997**, pp. 622-628.
- KUTTRUFF H., *Room acoustics*, Spon Press, **2000**, 349 pages.
- LINDQVIST E.A., Sound attenuation in large factory spaces, *Acustica*, vol. 50, **1982**, pp. 313-328.
- LE POLLÈS T., *Modélisation des champs diffus en acoustique architecturale par la théorie des transports : application au milieu urbain*, Thèse de doctorat spécialité Acoustique, Université du Maine, Le Mans, **2003**, 185 pages.
- ONDET A.M., BARBRY J.L., Modelling of sound propagation in fitted workshops using ray tracing, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 85, **2**, **1989**, pp. 787-796.
- ÖGREN M., Modelling of a city canyon problem in a turbulent atmosphere using an equivalent sources approach, *Applied Acoustics*, vol. 65, **2004**, pp. 629-642.
- PIERCY J.E., EMBLETON T.F.W., SUTHERLAND L.C., Review of noise propagation in the atmosphere, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 61, **6**, **1977**, pp. 1403-1418.
- PICAUT J., LE POLLÈS T., ARMÉNIO S., Influence des lois de réflexion des parois sur la propagation du son en acoustique des salles. Simulations numériques par une méthode de Monte-Carlo, Lille, *6<sup>e</sup> Congrès français d'Acoustique*, **2003**, pp. 674-677.
- PICAUT J., Numerical sound field modelling in room acoustics and workshops using sound particles, Strasbourg, *7<sup>e</sup> Congrès français d'Acoustique – 30<sup>e</sup> Congrès de la Société Allemande d'Acoustique*, **2004a**, pp. 241-242.
- PICAUT J., Effects of diffusion on the sound propagation in a street, Prague, *Internoise*, **2004b**.
- SCHROEDER M.R., Iterative calculation of reverberation time, *Acustica*, vol. 40, **1980**, pp. 115-119.
- PRESS W.H., TEUKOLSKY S.A., VETTERLING W.T., FLANERY B.P., *Numerical Recipes in FORTRAN 77, The art of scientific computing*, Cambridge University Press, **1992**, 992 pages.
- STEPHENSON U., An acoustic computer simulation technique for calculating parameters relevant to subjective acoustical impression in concert halls, *Acustica*, vol. 59, **1985**, pp. 1-20 (en allemand).
- STEPHENSON U., Comparison of the mirror image source method and the sound particle simulation method, *Applied Acoustics*, vol. 29, **1990**, pp. 35-72.
- TORRES R.R., SVENSON U.P., KLEINER M., Computation of edge diffraction for more accurate acoustics auralization, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 109, **2**, **2001**, pp. 600-610.
- VORLÄNDER M., MOMMERTZ E., Definition and measurement of random-incidence scattering coefficients, *Applied Acoustics*, vol. 60, **2000**, pp. 187-199.
- YANG L.N., SHIELD B.M., Development of a ray tracing computer model for the prediction of the sound field in long enclosures, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 229, **1**, **2000**, pp. 133-146.