基于三维空间域移动通信统计信道的多普勒效应*

江浩[1)] 周杰[1)2)†] 菊池久和[2)] 邵根富[3)]

1) (南京信息工程大学, 气象探测与信息处理重点实验室, 南京 210044)

2) (日本国立新泻大学工学部电气电子工学科, 新泻 950-2181)

3) (杭州电子科技大学自动化学院, 杭州 310018)

(2013 年 10 月 13 日收到; 2013 年 11 月 1 日收到修改稿)

针对散射体均匀分布以及三维空间域 (3 dimension, 3D) 移动通信环境, 提出了 3D 空间统计信道模型. 对在指向性天线覆盖下的室内微小区移动通信环境, 模型能够估计多径衰落信道的重要空时信道参数, 如波达信号在水平面以及垂直面的信号到达角度 (angle of arrival, AOA) 以及多普勒效应 (Doppler spectra, DS) 等. 移动台 (mobile station, MS) 的移动特性会使接收信号产生多普勒效应, 根据运动的相对性理论, 基站 (base station, BS) 也会有相对运动, 因此也会有多普勒效应产生. 本文引入控制变量法导出三维空间域在 MS 以及 BS 端的多普勒效应, 数值仿真结果与室外 3D 多径衰落信道对比表明, 本模型的信道参数估计结果符合理论和经验, 扩展了 3D 空间统计信道模型的研究和应用.

关键词: 均匀分布, 3D 空间统计信道模型, 到达角度, 多普勒效应

PACS: 87.63.dk, 87.63.lt, 05.45.Vx, 42.55.Px **DOI:** 10.7498/aps.63.048702

1 引 言

近十几年来, 无线通信及其应用已成为当今信息科学技术中最活跃的研究领域之一, 而无线通信系统的性能主要受到移动无线信道特性的制约, 因此, 研究无线通信系统, 首先要对无线信道传播模型做出分析. 多径效应是移动通信信道中的小尺度衰落, 是无线信道研究的主要内容之一. 在无线通信系统中, 基站 (base station, BS) 和移动台 (mobile station, MS) 之间的传播路径一般分布有复杂的地形, 并且具有极度的时变随机性, 特别难以分析. 因此建立一个准确而有效的信道模型是构建移动通信系统的重要步骤. Ertel 和 Reed[1] 提出了散射体空间分布圆模型 (geometrically based single bounce model, GBSBM), Petrus 和 Reed[2] 提出了椭圆模型 (ellipse based single bounce model, EBSBM). 仿真结果表明, GBSBM 模型能估计宏小区 (macrocell) 移动通信环境下的重要空时信道参数, EBSBM 模型能估计微小区 (microcell) 移动通信环境的信道参数. 由于 GBSBM 和 EBSBM 模型的估计结果不够准确, 文献 [3—7] 提出了散射体高斯 (Gaussian) 分布圆模型以及空心圆环模型 (HSDM), Jiang[8] 给出了基于瑞利分布和指数 (exponential) 分布的圆模型 (ESDM) 等. 通过研究发现, 以上对于信道建模的研究还停留在 2D 平面上, 都没有考虑过俯仰角 (elevation angle, EA) 对信道参数估计的影响, 对于实际物理信道并不能有一个客观的描述. 因此文献 [9—11] 提出了 3D 空间统计信道模型, 将 BS 以及 MS 的波达信号细化为水平面以及垂直面的空间角域分布. 文献 [12—19] 针对 3D 室外宏小区移动通信环境, 在细化空间角度研究的基础上分析了信道模型的多普勒功率谱. 后来, Du 和 Ren[20] 对于空间多普勒效应进行了深

* 国家自然科学基金 (批准号: 61372128)、科技部公益性行业专项 (批准号: GYHY200906053)、江苏省科技支撑计划 (工业) 项目 (批准号: BE2011195) 和江苏省博士后基金 (批准号: 2011-11-010986678) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: zhoujie45@hotmail.com

© 2014 中国物理学会 Chinese Physical Society

入研究, 提出一种可以提高测量准确性的方法.

本文提出了3D空间统计信道模型, 并引入几何分割法导出散射体均匀分布下的各种重要空时信道参数, 如波达信号在水平面以及垂直面的信号到达角度(angle of arrival, AOA)以及多普勒效应(Doppler spectra, DS)等. 在BS设计安装指向性天线时, 利用信道空时参数解析了MS以及BS的多普勒效应, 当移动台MS的移动特性使得接收端信号产生多普勒频移时, 基站BS也会有相对运动, 因此也会产生多普勒效应. 本文采用控制变量法导出MS以及BS的多普勒功率谱, 修正了Clarke U-shaped多普勒经典模型, 阐明了MS和BS的相对移动方位ϕ_v、空间模型参数b/a和指向性天线主瓣夹角2α的内在机理, 数值仿真结果与室外3D多径衰落信道对比表明本模型的信道参数估计结果符合理论和经验, 弥补了现有3D空间统计信道关于多普勒效应研究的不足, 扩展了3D空间统计信道模型的研究和应用.

2 3D统计信道模型

在如图1所示的3D空间统计信道模型中, 基站BS和移动台MS之间的距离为d, 信道模型的长轴和短轴的长度分别为a和b, 其中假设$d < a$以及$b \leqslant a$. 且所有散射体均匀分布在散射区域内. 假设基站BS在水平面上的夹角为$\phi_{\rm b}$, 垂直面上的夹角为$\beta_{\rm b}$; 同理MS在水平面以及垂直面上的夹角分别为$\phi_{\rm m}$和$\beta_{\rm m}$. 经计算求得散射区域的体积为$V = 2a^2b\alpha/3$.

BS和MS到散射体的距离分别为$r_{\rm b}$和$r_{\rm m}$, 则对任何散射体反射的电磁信号, BS和MS之间的传播路径的长度为

$$l = r_{\rm m} + r_{\rm b}, \tag{1}$$

BS和MS之间的最小传播路径, 即直达路径(line of sight, LoS)的长度为$l_{\rm LoS} = d$, 而最大传播路径的长度为$l_{\max} = a + \sqrt{a^2 + d^2 - 2ad\cos\alpha}$. 其中$r_{\rm b}$可以计算为

$$r_{\rm b}(\phi_{\rm m}, \beta_{\rm m}) = \sqrt{l_{\rm LoS}^2 + r_{\rm m}^2 - 2dr_{\rm m}\cos\beta_{\rm m}\cos\phi_{\rm m}}. \tag{2}$$

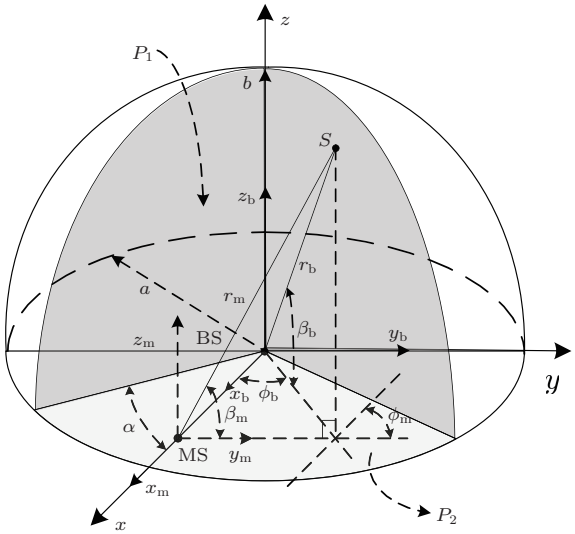

图1 3D空间统计信道模型

为了便于研究, 如图1所示, 将散射区域划分为P_1和P_2两部分,

$$P_1 \to \begin{cases} 0 \leqslant \beta_M \leqslant \beta_t \\ 或 \\ \phi_{t1} \leqslant |\phi_{\rm m}| \leqslant \phi_{t2} \end{cases},$$

$$P_2 \to \begin{cases} \beta_t \leqslant \beta_{\rm M} \leqslant \pi/2 \\ 或 \\ \phi_{t2} \leqslant |\phi_{\rm m}| \leqslant 2\pi - \phi_{t2} \end{cases}. \tag{3}$$

为了能够准确地定位散射边界P_1和P_2, 如图2所示, 从水平面以及垂直面两个角度出发, 定义PMQ平面和xoy平面的二面角为$\beta_{\rm M}$, 则

$$\phi_{t1} = 0, \quad 0 \leqslant \beta_{\rm M} \leqslant \pi/2, \tag{4}$$

$$\phi_{t2} = \begin{cases} \arccos\left\{\dfrac{PM^2 + QM^2 - PQ^2}{2PM \times QM}\right\} & \left(0 \leqslant \beta_{\rm M} \leqslant \arctan\left(\dfrac{b}{d\sin\alpha}\right)\right) \\ 0 & \left(\arctan\left(\dfrac{b}{d\sin\alpha}\right) \leqslant \beta_{\rm M} \leqslant \pi/2\right) \end{cases}, \tag{5}$$

其中,

$$PQ=\sqrt{a^2-\frac{a^2}{b^2}d^2\sin^2\alpha\tan^2\beta_{\rm M}}\,,$$
$$QM=\sqrt{d^2+d^2\sin^2\alpha\tan^2\beta_{\rm M}}\,,$$
$$PM=\sqrt{d^2+d^2\sin^2\alpha\tan^2\beta_{\rm M}+PQ^2-2dPQ\cos\alpha}\,, \tag{6}$$

在竖直平面上, β_t 关于水平面夹角 $\phi_{\rm m}$ 的函数关系如图 2 所示, 通过计算可以得到

$$\beta_t=\begin{cases}\cot^{-1}\left\{\dfrac{ad\csc(\alpha+\phi_{\rm m})\sin\alpha}{b\sqrt{a^2-d^2\csc^2(\alpha+\phi_{\rm m})\sin^2\phi_{\rm m}}}\right\} & (\phi_1\leqslant\phi_{\rm m}\leqslant\phi_2)\\ 0 & (\text{其他})\end{cases}. \tag{7}$$

从BS发出的信号经散射边界反射到MS上, 其传播路径的长度为

$$l_{\rm lim}(\phi_{\rm m},\beta_{\rm m})=r_{\rm m,max}+\sqrt{l_{\rm LoS}^2+r_{\rm m,max}^2-2dr_{\rm m,max}\cos\beta_{\rm m}\cos\phi_{\rm m}}\,, \tag{8}$$

其中 $r_{\rm m,max}$ 是MS到散射边界的距离, 通过计算可以得到

$$r_{\rm m,max}(\phi_{\rm m},\beta_{\rm m})=\begin{cases}d\sin\alpha\csc(\alpha+\phi_{\rm m})\beta_{\rm m} & P_1\\ \dfrac{1}{b^2\cos^2\beta_{\rm m}+a^2\sin^2\beta_{\rm m}}\Big\{db^2\cos\beta_{\rm m}\cos\phi_{\rm m} & \\ \quad+\sqrt{\left(db^2\cos\beta_{\rm m}\cos\phi_{\rm m}\right)^2-\left(b^2\cos^2\beta_{\rm m}+a^2\sin^2\beta_{\rm m}\right)\left(b^2d^2-a^2b^2\right)}\Big\} & P_2\end{cases}. \tag{9}$$

将 (2) 式代入 (1) 式, 则

$$r_{\rm m}=\frac{l^2-l_{\rm LoS}^2}{2(l-d\cos\beta_{\rm m}\cos\phi_{\rm m})}. \tag{10}$$

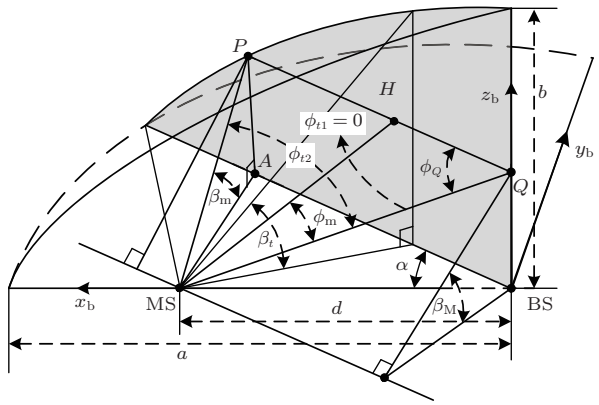

图 2 信道模型在垂直面上的剖面图

3 波达信号AOA概率密度

针对BS的AOA概率密度, 可以通过雅可比转换式将 $(x_{\rm b},y_{\rm b},z_{\rm b})$ 转换为 $(r_{\rm b},\phi_{\rm b},\beta_{\rm b})$, 则

$$p(r_{\rm b},\phi_{\rm b},\beta_{\rm b})=\left.\frac{f(x_{\rm b},y_{\rm b},z_{\rm b})}{|J(x_{\rm b},y_{\rm b},z_{\rm b})|}\right|_{P_1,P_2}, \tag{11}$$

其中 $|J(x_{\rm b},y_{\rm b},z_{\rm b})|$ 是雅可比转换式. 假设散射体均匀分布在散射区域内, 则其概率密度为 $1/V$. 因此, BS的联合概率密度函数为

$$p(r_{\rm b},\phi_{\rm b},\beta_{\rm b})=\frac{r_{\rm b}^2\cos\beta_{\rm b}}{V}. \tag{12}$$

BS到散射边界的距离 $r_{\rm b}$ 在 (2) 式已经导出, 可以另外表示为

$$r_{\rm b}(\phi_{\rm b},\beta_{\rm b})=\sqrt{\frac{a^2b^2}{b^2\cos^2\beta_{\rm b}+a^2\sin^2\beta_{\rm b}}}. \tag{13}$$

将 (12) 式对 $r_{\rm b}$ 进行积分, 可以得到

$$p(\phi_{\rm b},\beta_{\rm b})=\frac{ab^2}{2\alpha}\frac{\cos\beta_{\rm b}}{(b^2\cos^2\beta_{\rm b}+a^2\sin^2\beta_{\rm b})^{3/2}}. \tag{14}$$

与上述BS的AOA概率密度推导类似, 移动台MS的联合概率密度函数为

$$p(r_{\rm m},\phi_{\rm m},\beta_{\rm m})=\frac{r_{\rm m}^2\cos\beta_{\rm m}}{V}. \tag{15}$$

MS到散射边界的距离在 (9) 式中已经给出, 将 (15) 式对参数 $r_{\rm m}$ 进行积分, 可以得到

$$p(\phi_{\rm m},\beta_{\rm m})=\begin{cases}\dfrac{\cos\beta_{\rm m}}{3V}\left\{d\sin\alpha\csc(\alpha+\phi_{\rm m})\beta_{\rm m}\right\}^3 & P_1\\ \dfrac{\cos\beta_{\rm m}}{3V}\left\{\dfrac{1}{b^2\cos^2\beta_{\rm m}+a^2\sin^2\beta_{\rm m}}\Big(db^2\cos\beta_{\rm m}\cos\phi_{\rm m}\right. & \\ \left.+\sqrt{\left(db^2\cos\beta_{\rm m}\cos\phi_{\rm m}\right)^2-\left(b^2\cos^2\beta_{\rm m}+a^2\sin^2\beta_{\rm m}\right)\left(b^2d^2-a^2b^2\right)}\Big)\right\}^3 & P_2\end{cases}. \tag{16}$$

4 多普勒频移

针对MS的移动特性, 空间信道的时间相关特性的另一种描述是多普勒功率谱, 多普勒功率谱是信号时间相关的傅里叶变换. 本节采用控制变量法在4.1和4.2中分别导出MS和BS的多普勒功率谱表达式, 且阐明移动方位ϕ_v、空间模型参数b/a以及散射体分布概率的内在机理.

4.1 MS的多普勒分析

在3D空间域移动通信环境中, MS的移动特性会使接收端信号产生频谱扩展, 其扩展程度主要是由多普勒频移特性来描述. 假设MS的移动速度v, MS在水平面上的坐标夹角$\phi_{\rm m}$, 平面PMQ和水平面xoy的二面角$\beta_{\rm M}$三者决定了MS的移动方位. MS的移动路径与波达信号的传播路径的夹角$\theta_{\rm m}=\phi_v-\phi_{\rm m}$. 因此多普勒频移与传播路径中的角度关系为

$$\begin{aligned}f_{\rm DS}&=\frac{v}{c}f_{\rm c}\cos\theta_{\rm m}\cos\beta_{\rm M}\\&=f_{\rm m}\cos\theta_{\rm m}\cos\beta_{\rm M},\end{aligned}\tag{17}$$

其中$f_{\rm c}$为信号的载波频率, MS的最大多普勒频移为$f_{\rm m}=vf_{\rm c}/c>0$. 定义$\gamma=f_{\rm DS}/f_{\rm m}$, MS的移动路径在水平面上的夹角为$\phi_v$, 则

$$\gamma=\cos\theta_{\rm m}\cos\beta_{\rm M}.\tag{18}$$

因此MS在水平面上的夹角$\phi_{\rm m}$关于多普勒参数γ的表达式为

$$\phi_{\rm m}=\phi_v-\cos^{-1}(\gamma/\cos\beta_{\rm M}).\tag{19}$$

为研究方便, 将MS的AOA概率密度的研究点从$\beta_{\rm m}$转移到$\beta_{\rm M}$, 则

$$\beta_{\rm m}=\arcsin\left\{\frac{d\sin\alpha\tan\beta_{\rm M}}{QM\sin\phi_Q\csc(\phi_Q+\phi_m)}\right\},\tag{20}$$

其中

$$\phi_Q=\arccos\left\{\frac{PQ^2+QM^2-PM^2}{2PQ\times QM}\right\}.\tag{21}$$

针对MS的多普勒研究, 需要经过反复的雅可比坐标转换求解出含有多普勒参数γ下的概率密度函数. 先将(15)式中的$(r_{\rm m},\phi_{\rm m},\beta_{\rm m})$转换为$(l,\phi_{\rm m},\beta_{\rm m})$的联合概率密度函数:

$$p(l,\phi_{\rm m},\beta_{\rm M})=\left.\frac{p(r_{\rm m},\phi_{\rm m},\beta_{\rm M})}{|J(r_{\rm m},\phi_{\rm m},\beta_{\rm M})|}\right|_{P_1,P_2},\tag{22}$$

其中雅可比转换式$|J(l,\phi_{\rm m},\beta_{\rm m})|$计算为

$$\begin{aligned}J(l,\phi_{\rm m},\beta_{\rm M})&=\left|\frac{\partial r_{\rm m}}{\partial l}\right|^{-1}\\&=\frac{2(l-d\cos\beta_{\rm m}\cos\phi_{\rm m})^2}{l_{\rm LoS}^2+l^2-2ld\cos\beta_{\rm m}\cos\phi_{\rm m}}.\end{aligned}\tag{23}$$

将(23)式代入(22)式, 可以得到

$$\begin{aligned}&p(l,\phi_{\rm m},\beta_{\rm M})\\&=\frac{(l^2+l_{\rm LoS}^2-2ld\cos\beta_{\rm m}\cos\phi_{\rm m})(l^2-l_{\rm LoS}^2)^2}{8V\sec\beta_{\rm m}(l-d\cos\beta_{\rm m}\cos\phi_{\rm m})^4}.\end{aligned}\tag{24}$$

假设电磁信号从BS到MS之间共存在n条传播路径, 则定义第l_p条传播路径的长度为p $(1\leqslant p\leqslant n)$, 其相应的概率密度为$p_{\rm r}$, 直达路径的概率密度为$p_{\rm o}$, 则

$$p_{\rm r}=p_{\rm o}\left(\frac{l_p}{l_{\rm LoS}}\right)^{-n}.\tag{25}$$

对(25)式进行数学运算, 可得到关于l_p的函数关系式为

$$l_p=l_{\rm LoS}\left(\frac{p_{\rm r}}{p_{\rm o}}\right)^{-\frac{1}{n}}.\tag{26}$$

接着将$(l,\phi_{\rm m},\beta_{\rm M})$转换为$(p_{\rm r},\phi_{\rm m},\beta_{\rm M})$下的联合概率密度函数,

$$\begin{aligned}&p(p_{\rm r},\phi_{\rm m},\beta_{\rm M})\\&=\left.\frac{p(l_p,\phi_{\rm m},\beta_{\rm M})}{|J(l_p,\phi_{\rm m},\beta_{\rm M})|}\right|_{l_p=l_{\rm LoS}(p_{\rm r}/p_{\rm o})^{-\frac{1}{n}}},\end{aligned}\tag{27}$$

其中雅可比转换式$|J(l_p,\phi_{\rm m},\beta_{\rm M})|$求解为

$$J(l_p,\phi_{\rm m},\beta_{\rm M})=\left|\frac{\partial l_p}{\partial p_{\rm r}}\right|^{-1}=\frac{np_{\rm o}}{l_{\rm LoS}}\left(\frac{p_{\rm r}}{p_{\rm o}}\right)^{\frac{n+1}{n}}.\tag{28}$$

将(28)式代入(27)式, 可以得到

$$p(p_{\rm r},\phi_{\rm m},\beta_{\rm M})=\frac{l_{\rm LoS}^{6}\left(\left(\frac{p_{\rm r}}{p_{\rm o}}\right)^{-2/n}-1\right)^{2}}{8Vnp_{\rm o}\sec\beta_{\rm m}\left(\frac{p_{\rm r}}{p_{\rm o}}\right)^{\frac{n+1}{n}}}\frac{l_{\rm LoS}+l_{\rm LoS}\left(\frac{p_{\rm r}}{p_{\rm o}}\right)^{-2/n}-2\left(\frac{p_{\rm r}}{p_{\rm o}}\right)^{-1/n}d\cos\beta_{\rm m}\cos\phi_{\rm m}}{\left(l_{\rm LoS}\left(\frac{p_{\rm r}}{p_{\rm o}}\right)^{-1/n}-d\cos\beta_{\rm m}\cos\phi_{\rm m}\right)^{4}}. \tag{29}$$

再将 $(p_{\rm r},\phi_{\rm m},\beta_{\rm M})$ 转换为 $(p_{\rm r},\gamma,\beta_{\rm M})$ 下的联合概率密度函数

$$p(p_{\rm r},\gamma,\beta_{\rm M})=\frac{p(p_{\rm r},\phi_{\rm m},\beta_{\rm M})}{|J(p_{\rm r},\phi_{\rm m},\beta_{\rm M})|}\bigg|_{\phi_{\rm m}=\phi_v-\cos^{-1}(\gamma/\cos\beta_{\rm M})}, \tag{30}$$

其中雅可比转换式 $|J(p_{\rm r},\phi_{\rm m},\beta_{\rm M})|$ 为

$$J(p_{\rm r},\phi_{\rm m},\beta_{\rm M})=\left|\frac{\partial\phi_{\rm m}}{\partial\gamma}\right|^{-1}=\sqrt{\cos^2\beta_{\rm M}-\gamma^2}. \tag{31}$$

将 (31) 式代入 (30) 式, 令 $\xi=(p_{\rm r}/p_{\rm o})^{-1/n}$, 可以得到关于多普勒频移参数 γ 的联合概率密度函 数为

$$p(p_{\rm r},\gamma,\beta_{\rm M})=\sum_{i=1}^{2}\left\{\frac{l_{\rm LoS}^{6}\left(\xi^2-1\right)^2\xi^{n+1}}{8Vnp_{\rm o}\sec\beta_{\rm m}\sqrt{\cos^2\beta_{\rm M}-\gamma^2}}\times\frac{l_{\rm LoS}+\xi^2l_{\rm LoS}-2\xi d\cos\beta_{\rm m}\cos\phi_i}{(\xi l_{\rm LoS}-d\cos\beta_{\rm m}\cos\phi_i)^4}\right\}, \tag{32}$$

其中,

$$\phi_i=\begin{cases}\phi_v+\cos^{-1}(\gamma/\cos\beta_{\rm M}) & (i=1)\\ \phi_v-\cos^{-1}(\gamma/\cos\beta_{\rm M}) & (i=2)\end{cases}. \tag{33}$$

由 $|\cos\theta_{\rm m}|\leqslant 1$, 因此竖直平面的夹角 $\beta_{\rm M}\leqslant\cos^{-1}(|\gamma|)$. 将 (32) 式对参数 $\beta_{\rm M}$ 进行积分, 可以得到多普勒频移的联合概率密度函数为

$$p(p_{\rm r},\gamma)=\int_0^{\cos^{-1}(|\gamma|)}p(p_{\rm r},\gamma,\beta_{\rm M})\,{\rm d}\beta_{\rm M}. \tag{34}$$

同理, 将 (32) 式对参数 $p_{\rm r}$ 进行积分, 可以得到多普勒频移参数 γ 和竖直平面夹角 $\beta_{\rm M}$ 的联合概率密度函数为

$$p(\gamma,\beta_{\rm M})=\int_{p_l}^{p_u}p(p_{\rm r},\gamma,\beta_{\rm M})\,{\rm d}p_{\rm r}. \tag{35}$$

因此, 将 (34) 式对参数 $p_{\rm r}$ 进行积分, 可以得到多普勒频移的概率密度函数为

$$p(\gamma)=\int_{p_l}^{p_u}p(p_{\rm r},\gamma)\,{\rm d}p_{\rm r}, \tag{36}$$

多普勒频谱的概率密度函数为 [13−15]

$$S(\gamma)=\int_{p_l}^{p_u}p_{\rm r}p(p_{\rm r},\gamma)\,{\rm d}p_{\rm r}, \tag{37}$$

其中 p_u 是直达路径 $l_{\rm LoS}$ 上的概率密度, 即 $p_u=p_{\rm o}$; 而当 BS 发出的信号经散射边界反射到 MS 上时, 传播路径的长度为 $l_{\rm lim}$, 此时的概率密度 p_l 可以计算为

$$p_l=p_{\rm o}\left(\frac{l_{\rm lim}}{l_{\rm LoS}}\right)^{-n}. \tag{38}$$

多普勒频移参数 γ 与空间角度的关系在 (17) 式中已经给出, 其累计概率密度函数为

$$\begin{aligned}F_\gamma(\gamma)=&P\{\cos\theta_{\rm m}\cos\beta_{\rm M}\leqslant\gamma\}\\=&2\int_0^{\cos^{-1}(|\gamma|)}\int_{\cos^{-1}(\gamma/\cos\beta_{\rm M})}^{\pi}p(\theta_{\rm m},\beta_{\rm M})\\&\times{\rm d}\theta_{\rm m}\,{\rm d}\beta_{\rm M},\end{aligned} \tag{39}$$

其中, $p(\theta_{\rm m},\beta_{\rm M})$ 是 MS 的联合概率密度函数. 将 (16) 式等量代换, 则

$$p(\theta_{\rm m},\beta_{\rm M})=\begin{cases}\dfrac{\cos\beta_{\rm m}}{3V}\left\{d\sin\alpha\csc(\alpha-\theta_{\rm m}+\phi_v)\sec\beta_{\rm m}\right\}^3 & P_1\\ \dfrac{\cos\beta_{\rm m}}{3V}\left\{\dfrac{1}{b^2\cos^2\beta_{\rm m}+a^2\sin^2\beta_{\rm m}}\right.\\ \times\Big(db^2\cos\beta_{\rm m}\cos(\phi_v-\theta_{\rm m})\\ \left.+\sqrt{\left(db^2\cos\beta_{\rm m}\cos(\phi_v-\theta_{\rm m})\right)^2-\left(b^2\cos^2\beta_{\rm m}+a^2\sin^2\beta_{\rm m}\right)\left(b^2d^2-a^2b^2\right)}\Big)\right\}^3 & P_2\end{cases}. \tag{40}$$

将(40)式代入(39)式, 经过积分变换, 可以得到关于γ的概率密度函数为

$$F_\gamma(\gamma)=\int_0^{\cos^{-1}(|\gamma|)}p(\gamma,\beta_{\rm M})\,{\rm d}\beta_{\rm M}. \tag{41}$$

将(41)式对γ求一阶导数, 便可以得到关于γ的概率密度函数,

$$\begin{aligned}p(\gamma)=&\frac{\partial}{\partial\gamma}\left[\int_0^{\cos^{-1}(|\gamma|)}p(\gamma,\beta_{\rm M})\,{\rm d}\beta_{\rm M}\right]\\=&\int_0^{\cos^{-1}(|\gamma|)}\frac{\partial p(\gamma,\beta_{\rm M})}{\partial\gamma}\,{\rm d}\beta_{\rm M}\\&-\frac{p\big(\gamma,\cos^{-1}(|\gamma|)\big)}{\sqrt{1-\gamma^2}}.\end{aligned} \tag{42}$$

4.2 BS的多普勒分析

当MS的移动使得接收端信号产生多普勒频移时, BS也会有相对运动, 因此也会有多普勒效应产生. 本节采用控制变量法, 对BS的多普勒进行分析.

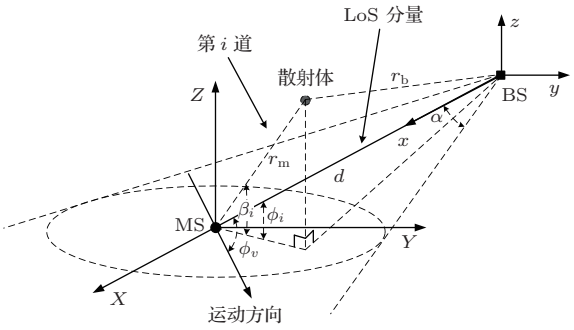

图3 多普勒频移空间示意图

如图3所示, BS的指向性天线的主瓣夹角为2α. 如果$\alpha=\pi$, 即BS天线设计为全向性天线时, BS的波达信号AOA概率密度恒为常数, 多普勒功率谱为Clarke U-shaped经典功率谱. 而当$\alpha\leqslant\pi$时, 有效散射区域仅为如图1所示的空间域部分, (14)式导出了BS的波达信号AOA联合概率密度函数, 由此可以对BS进行多普勒分析[16−19]. 与上述MS的多普勒推导类似, 则有

$$\gamma=\cos\phi_{\rm b}\cos\beta_{\rm b}, \tag{43}$$

在(14)式中, BS的联合概率密度伴随着参数a/b的变化而变化. 令$\varepsilon=a/b$, 则

$$p(\phi_{\rm b},\beta_{\rm b})=\frac{1}{2\alpha}\frac{\varepsilon\cos\beta_{\rm b}}{(\cos^2\beta_{\rm m}+\varepsilon^2\sin^2\beta_{\rm m})^{3/2}}. \tag{44}$$

因此BS在竖直平面上的概率密度函数为

$$\begin{aligned}p(\beta_{\rm b})=&\int_{-\alpha}^{\alpha}p(\phi_{\rm b},\beta_{\rm b})\,{\rm d}\phi_{\rm b}\\=&\frac{\varepsilon\cos\beta_{\rm b}}{(\varepsilon^2\sin^2\beta_{\rm b}+\cos^2\beta_{\rm b})^{3/2}},\end{aligned} \tag{45}$$

多普勒频移参数γ的累计概率密度函数为

$$\begin{aligned}&F_\gamma(\gamma)\\=&P\Big\{\cos\phi_{\rm b}\cos\beta_{\rm b}\leqslant\gamma\Big\}\\=&2\int_0^{\pi/2}p(\beta_{\rm b})\int_{\arccos[\gamma/\cos(\beta_{\rm b})]}^{\pi}p(\phi_{\rm b})\,{\rm d}\phi_{\rm b}\,{\rm d}\beta_{\rm b}\\=&\frac{1}{\alpha}\int_0^{\pi/2}p(\beta_{\rm b})\int_{\arccos[\gamma/\cos(\beta_{\rm b})]}^{\pi}{\rm d}\phi_{\rm b}\,{\rm d}\beta_{\rm b},\end{aligned} \tag{46}$$

其中$P\{A\}$表示事件A发生的概率. 将(46)式对γ求一阶导数, 可得到γ的概率密度函数为

$$\begin{aligned}p_\gamma(\gamma)=&\frac{\partial F_\gamma(\gamma)}{\partial\gamma}\\=&\frac{1}{\alpha}\int_0^{\pi/2}\frac{p(\beta_{\rm b})}{\sqrt{\cos^2\beta_{\rm b}-\gamma^2}}\,{\rm d}\beta_{\rm b}.\end{aligned} \tag{47}$$

由于$|\gamma|\leqslant\cos\beta_{\rm b}$, 则(47)式的积分上限可以改写为$\arccos|\gamma|$, 因此

$$p_\gamma(\gamma)=\frac{1}{\alpha}\int_0^{\arccos(|\gamma|)}\frac{p(\beta_{\rm b})}{\sqrt{\cos^2\beta_{\rm b}-\gamma^2}}\,{\rm d}\beta_{\rm b}. \tag{48}$$

将(45)式代入(48)式, 且令$x=\sin\beta_{\rm b}$, 则

$$\begin{aligned}p_\gamma(\gamma)=&\frac{\varepsilon}{\pi(\varepsilon-1)^{3/2}}\\&\times\int_0^{\sqrt{1-\gamma^2}}\frac{{\rm d}x}{\sqrt{\big[x^2+1/(\varepsilon^2-1)\big]^3(1-\gamma^2-x^2)}}.\end{aligned} \tag{49}$$

经查表[21], (49)式通过积分变换, 则

$$p_\gamma(\gamma)=\frac{\varepsilon}{\pi\sqrt{1+w(\gamma)}}E(\eta(\gamma)), \tag{50}$$

其中,

$$\begin{aligned}w(\gamma)=&(\varepsilon^2-1)(1-\gamma^2),\\\eta=&\frac{\sqrt{w(\gamma)}}{\sqrt{1+w(\gamma)}}.\end{aligned} \tag{51}$$

在(50)式中, 椭圆积分$E(\cdot)$可以通过查表[21],

$$E(k)=\int_0^{\pi/2}\sqrt{1-k^2\sin^2\alpha}\,{\rm d}\alpha. \tag{52}$$

为了深入对多普勒参数γ的研究, 此时引入多普勒频移方差, 通过求解可得

$$D(\gamma)=2\int_0^1\gamma^2p_\gamma(\gamma)\,{\rm d}\gamma$$

$$=\frac{2}{\alpha}\int_0^{\pi/2} p(\beta_{\rm b})\int_0^{\cos\beta_{\rm b}} \frac{\gamma^2}{\sqrt{\cos^2\beta_{\rm b}-\gamma^2}} \times {\rm d}\gamma{\rm d}\beta_{\rm b}. \tag{53}$$

将(45)式代入(53)式, 则

$$D(\gamma)=\frac{1}{2}\int_0^{\pi/2}\frac{\varepsilon\cos^3\beta_{\rm b}}{(\varepsilon^2\sin^2\beta_{\rm b}+\cos^2\beta_{\rm b})^{3/2}} \times {\rm d}\beta_{\rm b}, \tag{54}$$

当$\varepsilon=1$时, (54)式可以等价为

$$D(\gamma)=\frac{1}{2}\int_0^{\pi/2}\cos^3\beta_{\rm b}\,{\rm d}\beta_{\rm b}=\frac{1}{3}; \tag{55}$$

而当$\varepsilon\geqslant 1$时, 令$x=\sin\beta_{\rm b}$时, 则

$$D(\gamma)=\frac{\varepsilon}{2}\int_0^1\frac{1-x^2}{\sqrt{[(\varepsilon^2-1)x^2+1]^3}}{\rm d}x. \tag{56}$$

(56)式经过查表[21], 可以简化为

$$D(\gamma)=\frac{\varepsilon^2}{2(\varepsilon^2-1)}\left[1-\frac{1}{\varepsilon\sqrt{\varepsilon^2-1}} \times\ln\left(\varepsilon+\sqrt{\varepsilon^2-1}\right)\right]. \tag{57}$$

综上分析, 可以得到如下结论:

1) 当$\varepsilon\to\infty$, 即$b=0$时, 3D空间信道模型转变为2D模型, 多普勒频移参数γ的方差$D(\gamma)=1/2$;

2) 当$\varepsilon=1$, 即$b=a$时, 散射体服从均匀分布, 由(55)式可知, 方差$D(\gamma)=1/3$;

3) 当$|\gamma|=1$时, $p_\gamma(\gamma)=\varepsilon/2$, 即多普勒频移的概率密度函数随自变量$\varepsilon$线性变化, 此时3D模型转变为Clarke 2D模型, 而当$\varepsilon\to\infty$时, $p_\gamma(\gamma)\to\infty$.

5 仿真结果与分析

针对本文研究的3D空间统计信道模型, 图4所示为空间参数b/a以及主瓣夹角2α对MS在水平面上的概率密度分布的影响. 从图中可以发现, AOA概率密度分布图被挖掉角度所不存在的两部分区域, 且左右处于对称状态, 在(ϕ_2,π)区域内波达信号AOA概率密度分布由于不受定向天线的影响(详见图2), 使得全向天线(Omni)和定向天线情况下的概率密度分布处于重合状态; 当$\alpha=60°$时, 波达信号AOA概率密度分布在$\phi_{\rm m}=\phi_2$点出现非连续性特征, 且在$(0,\phi_2)$范围内竖直方向上的切平面先减小后增大, 使得其波达信号AOA概率密度呈现先减小后增大的趋势, 而在(ϕ_2,π)的范围内, 切平面逐渐减小, 则其概率密度单调递减. 从图中还可以发现, 当参数b/a较大时, 波达信号AOA概率密度相对较大. 当$b/a=0$, $\alpha=180°$时, 本文的3D模型转化为2D Jiang[8]模型.

空间参数b/a以及主瓣夹角2α对MS在竖直平面上的概率密度分布的影响如图5所示. 从图中可以发现, 当$\beta_{\rm m}=0$时, 全向天线下远离MS的散射体比在定向天线情况下的多, 使得电磁信号的反射和折射概率较大, 波达信号AOA概率密度相对较小. 而伴随着$\beta_{\rm m}$增加到$\tan^{-1}(b/d)$, 即$\beta_{\rm M}=\tan^{-1}(b/d\sin\alpha)$时, 全向天线下的概率密度和定向天线下的概率密度趋于重合. 从图中还可以发现, 波达信号AOA概率密度在$(0,\pi/2)$的范围内递减至零, 且在$\beta_{\rm m}=\tan^{-1}(b/d)$点出现非连续性特征. 上述的仿真结果与Nawaz[12]的研究结果相符合, 表明此结果适用于描述3D室内微小区移动通信环境下的信道模型参数.

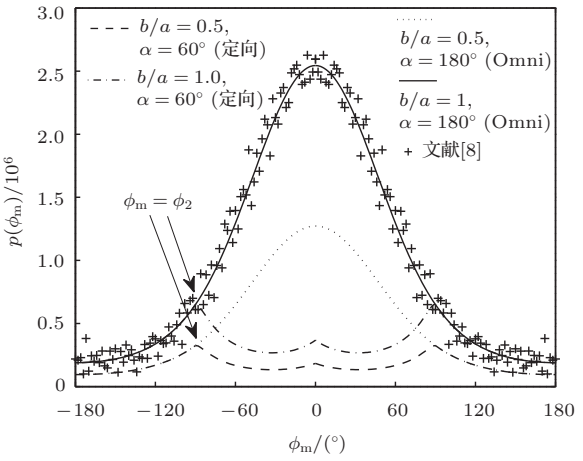

图4 空间参数b/a以及主瓣夹角2α对MS端水平面上的概率密度分布的影响($a=100$ m, $d=50$ m)

图6所示为空间参数b/a以及竖直平面夹角$\beta_{\rm M}$对MS的多普勒功率分布的影响. 从图中可以发现, 当$\phi_v=90°$, 即MS的移动方向垂直于直达路径LoS方向时, 多普勒功率分布会产生正向和反向的频移, 且在$\beta_{\rm M}=30°$时, 伴随着参数d/a的增大(即BS和MS之间的距离增大), 多普勒功率值逐渐增大[16]. 从图中还可以发现, 在$\beta_{\rm M}\leqslant\beta_t$时, 多普勒功率谱的能量大都集中在频率零点附近, 而伴随着$\beta_{\rm M}$的增加, 多普勒集中在零点的能量逐渐减小; 而当$\beta_{\rm M}\geqslant\beta_t$时, MS在竖直平面上的概率

密度分布便不受定向天线的影响, 因此多普勒概率分布不存在零点能量集中点, 而是逐渐趋于经典 Clarke U 模型.

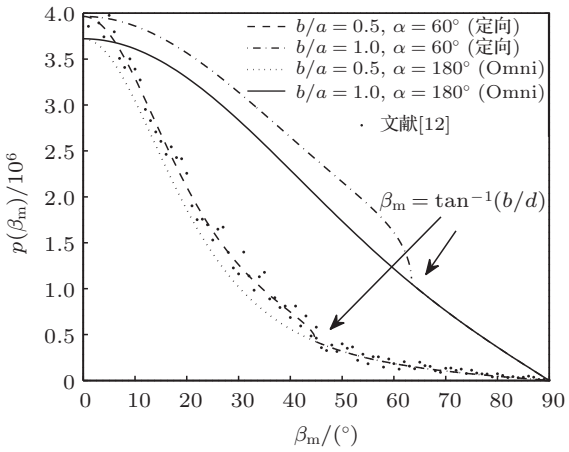

图 5 空间参数 b/a 以及主瓣夹角 2α 对 MS 端竖直平面上的概率密度分布的影响 ($a=100$ m, $d=50$ m)

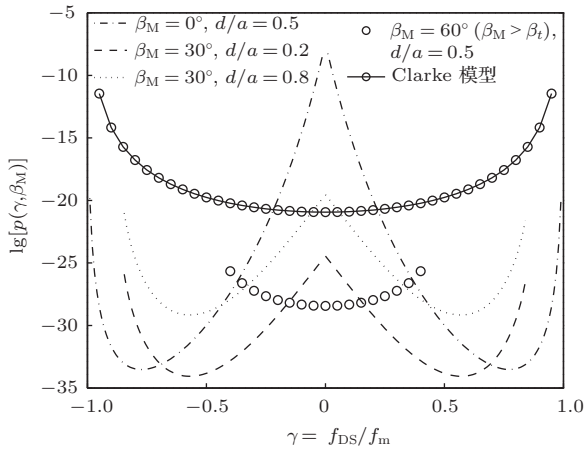

图 6 空间参数 d/a 以及竖直平面夹角 $\beta_{\rm M}$ 对移动台 MS 的多普勒功率分布的影响 ($a=100$ m, $b=50$ m, $\alpha=60°$, $\phi_v=90°$, $n=2$, $p_{\rm o}=1$ W)

当 MS 移动方向与 LoS 路径垂直时, 由于指向性天线的主瓣夹角 2α 以 xoz 平面对称, 使得多普勒功率谱分布关于频率零点左右对称. 随着主瓣夹角 α 增大至 180° , 即 BS 设计有全向天线时, 多普勒功率谱逐渐趋于 Clarke U-shaped 经典模型. 而当主瓣夹角 $\alpha=60°$ 时, 信号在空间的多径分量相对较少, 此时多普勒功率谱的空间能量分布主要集中在频率零点附近. 图中还显示了空间参数 b/a 对多普勒功率分布的影响, 从图中可以发现, 当 b/a 较大时, 多普勒功率相对较大, 这是因为伴随着参数 b/a 的增大, 散射区域内的散射体逐渐变多, 电磁信号的反射和折射概率较大, 从而导致多普勒功率谱的能量相对较大, 这与图 5 的分析结果相一致. 表明本模型的信道参数估计结果符合理论和经验, 扩展了 3D 空间统计信道模型的研究和应用.

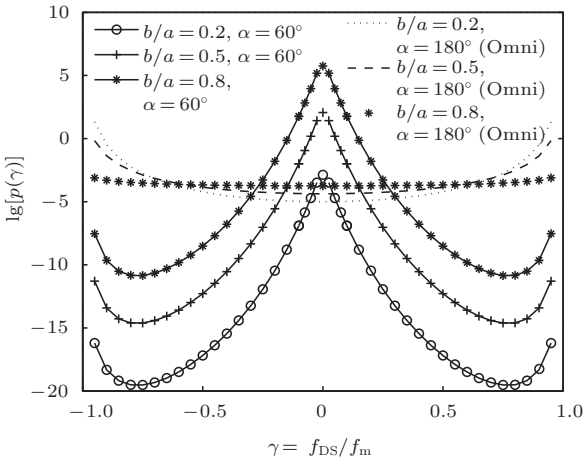

图 7 空间参数 b/a 以及主瓣夹角 2α 对 MS 的多普勒功率分布的影响 ($a=100$ m, $d=50$ m, $\phi_v=90°$, $n=2$, $p_{\rm o}=1$ W)

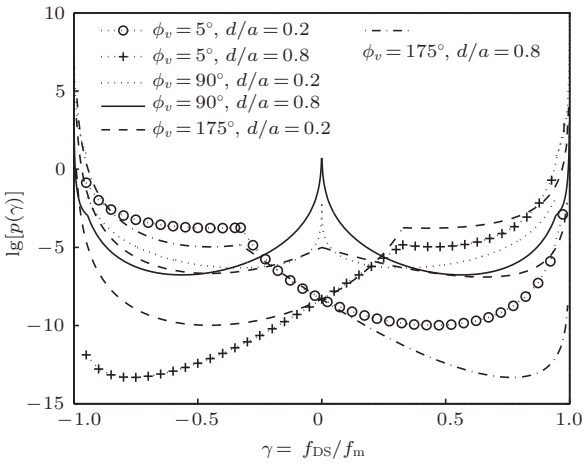

图 8 MS 的运动方向 ϕ_v 以及空间参数 d/a 对多普勒功率分布的影响 ($a=100$ m, $b=50$ m, $\alpha=60°$, $\phi_v=90°$, $n=2$, $p_{\rm o}=1$ W)

图 8 为 MS 的运动方向 ϕ_v 以及空间参数 d/a 对多普勒功率分布的影响. 当 $\phi_v=5°$, 即 MS 面向来波方向移动时, 波达信号的多普勒功率谱左右倾斜并呈现非对称形状, 且当参数 d/a 的值较小时, 多普勒功率谱向右倾斜, 说明多普勒频率负分量比重较大; 而伴随着参数 d/a 的增大, 多普勒频率正分量比重逐渐增大, 使得多普勒的功率谱逐渐向左方向倾斜. 反之在 $\phi_v=175°$, 即 MS 的移动方向背离来波方向时, 与上述 $\phi_v=5°$ 产生完全相反的效果. 从图中还可以发现, 当 $d/a=0.5$ 时, 无论 MS 的移动方向如何, 多普勒功率谱的空间能量都集中在频率零点附近, 并且在 $\phi_v=90°$, 多普勒功率谱在频

率零点处的能量相对较大.

在散射体均匀分布下, 基站BS的多普勒功率分布如图9和10所示. 从图中可以发现, 伴随着空间参数ε的减小, 多普勒功率线性减小, 且在$\varepsilon=1$, 即$a=b$时, 多普勒功率恒为常数$p_\gamma(\gamma)=0.5$. 另一方面, 伴随着参数ε的值增大至无穷大, 即3D模型趋于2D模型时, 空间多普勒功率谱分布趋向于Clarke U-shaped经典谱, 且在$|\gamma|=1$时多普勒功率值达到无穷大. 上述的仿真结果符合Qu[17]的研究, 表明本模型关于BS的多普勒分析结果符合理论和经验, 扩展了3D空间统计信道模型的研究和应用, 尤其是在多普勒方面的研究.

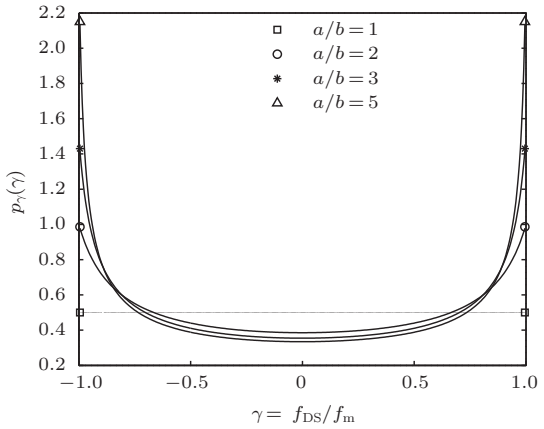

图9 空间参数a/b对多普勒频移的影响($a=100$ m, $d=50$ m, $\alpha=60°$)

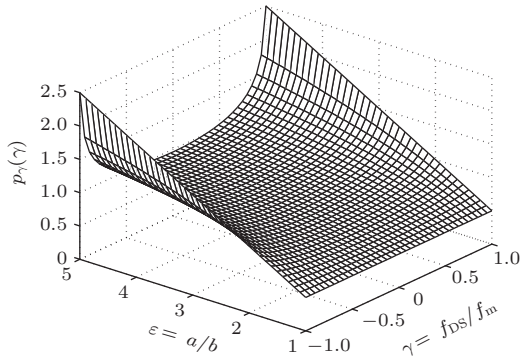

图10 基站BS端的多普勒联合概率密度分布($a=100$ m, $d=50$ m, $\alpha=60°$)

空间参数a/b对BS端的多普勒频移方差分布的影响如图11所示. 从图中可以发现, 伴随着参数a/b从1增大至∞, 多普勒功率从1/3增大至1/2, 这是因为参数a/b的增大使得多普勒功率增大, 使其多普勒频移方差增大, 这也表明了伴随着多普勒频移参数γ距离中心频率的幅度波动也随之而逐渐变大, 并且在无穷远处方差达到最大值为1/2, 这不仅增大了实验测量的难度, 同时也降低了测量的精确性.

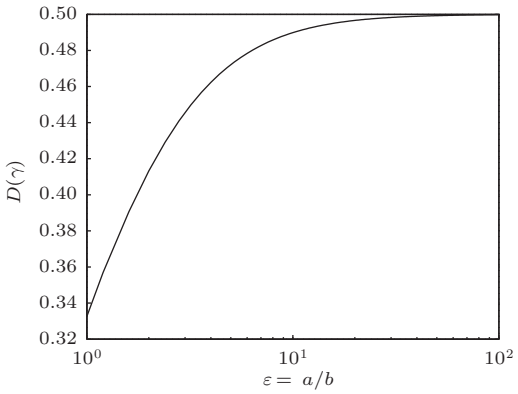

图11 空间参数a/b对BS端的多普勒频移方差分布的影响($a=100$ m, $d=50$ m, $\alpha=60°$)

6 结 论

针对3D空间域移动通信环境, 本文给出了散射体均匀分布下的3D空间统计信道模型. 对在指向性天线覆盖下的室内微小区移动通信环境, 本模型弥补了现有关于室内3D空间信道研究的不足, 估计了多径衰落信道的重要空时信道参数, 如波达信号在水平面和垂直面的信号到达角度以及多普勒效应等, 阐明了BS 以及MS的多普勒研究, 分析了指向性主瓣夹角2α, 空间信道参数b/a 以及运动方向ϕ_v 的内在机理关系. 数值仿真结果与文献[1, 11, 12]对比表明本模型的信道参数估计符合理论和经验, 扩展了空间统计信道模型的研究和应用.

参考文献

[1] Ertel R B, Reed J H 1999 *IEEE J. Sel. Areas Commun.* **17** 1829
[2] Petrus P, Reed J H 2002 *IEEE Trans. Commun.* **50** 495
[3] Zhao Y Z, Sun H Y, Song F H 2011 *Chin. Phys. B* **20** 044201
[4] Janaswamy R 2002 *IEEE Trans. Commun.* **1** 488
[5] Kong S H 2009 *IEEE Trans. Commun.* **8** 2609
[6] Nie Z P, Xiao H L, Ouyang S 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3685 (in Chinese) [聂在平, 肖海林, 欧阳缮 2009 物理学报 **58** 3685]
[7] Zhou J, Qiu L 2012 *IET Commun.* **6** 2775
[8] Jiang L 2007 *IEEE Trans. Veh. Technol.* **56** 3587
[9] Olenko A Y, Wong K T, Qasmt S A 2006 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **54** 2446
[10] Mammasis K, Stewart R W, Thompson J S 2009 *IEEE Trans. Wirel. Commun.* **8** 2046
[11] Janaswamy R 2002 *IEEE Trans. Veh. Technol.* **51** 1242

[12] Nawaz S J 2010 *IEEE Trans, Veh. Technol.* **59** 395
[13] Ertel R B, Reed J H 1998 *IEEE Trans. Veh. Technol.* **1** 586
[14] Mahmoud S S, Hussian Z M 2006 *Wirelesss Network* **12** 653
[15] Nawaz S J, Khan N M, Patwary M N 2010 *IEEE Trans. Veh. Technol.* **60** 2895
[16] Yang D G, Luo Y G, Li B, Li K Q, Lian X M 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 4738 (in Chinese)[杨殿阁, 罗禹贡, 李兵, 李克强, 连小珉 2010 物理学报 **59** 4738]
[17] Qu S X 2008 *IEEE Trans. Veh. Technol. Conference* Calgary, Canada, September 21–24, 2008 p1
[18] Qu S X 2008 *IEEE Trans. Veh. Technol.* **58** 1634
[19] Qu S X 1999 *IEEE Trans. Veh. Technol.* **48** 765
[20] Du J, Ren D M, Zhao W J, Qu Y C, Chen Z L, Geng L J 2013 *Chin. Phys. B* **22** 024211
[21] Gradshtyen I S, Ryzhik I M 2000 *Tables of Integrals, Series, and Products* (New York: Academic) p908

Analysis of Doppler shift in a three-dimensional scattering channel model*

Jiang Hao[1)] Zhou Jie[1)2)†] Hisakazu Kikuchi[2)] Shao Gen-Fu[3)]

1) (*Key Laboratory of Meteorological Observation and Information Processing, Nanjing University of Information Science and Technology, Nanjing 210044, China*)

2) (*Department of Electronic and Electrical Engineering, Niigata University, Xinxie 950-2181, Japan*)

3) (*Department of Automation, Hangzhou University of Electronic Science and Technology, Hangzhou 310018, China*)

(Received 13 October 2013; revised manuscript received 1 November 2013)

Abstract

In this paper we investigate a generalized three-dimensional (3D) scattering channel model for microcell environments, which idealizes a directional antenna at the center of the semi-spheroid. The joint and marginal PDFs of angle of arrival and Doppler spectra are derived. According to the theory of the relative motion, with the movement at the mobile station, the base station is relatively moving, which will also produce Doppler spectra. Comparisons between our theoretical calculations and customary 3D results show that the analyses are correct and applicable to microcell environments, which promotes the research of the 3D scattering channel models.

Keywords: uniform distribution, 3D scattering channel model, angle of arrival, Doppler spectra

PACS: 87.63.dk, 87.63.lt, 05.45.Vx, 42.55.Px **DOI:** 10.7498/aps.63.048702

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61372128), the Non-profit Industry Fund by the Ministry of Science and Technology of China (Grant No. GYHY200906053), the Scientific and Technological Support Project (Industry) of Jiangsu Province, China (Grant No. BE2011195), and the Jiangsu Postdoctoral Foundation, China (Grant No. 2011-11-010986678).

† Corresponding author. E-mail: zhoujie45@hotmail.com