第 45 卷 第 3 期　　力 学 学 报　　Vol. 45，No. 3
2013 年 5 月　　Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics　　May，2013

研究论文

基于小扰动理论的微弯河岸沿线扰动压力分布[1)]

林俊强[2)]　严忠民　夏继红

(河海大学水利水电学院，南京 210098)

摘要 为揭示微弯河岸沿线的扰动压力分布规律及主要影响因素，以水流运动的二维浅水方程为基础，运用小扰动理论对基本方程及边界条件进行线性化处理，推导正弦型微弯河岸缓流情况下的扰动压力分布公式，并进行影响因素的敏感性分析. 压力分布的解析解与影响因素的敏感性分析表明，在缓流条件下，正弦型微弯河岸的扰动压力分布呈正弦曲线变化，扰动压力的峰值和谷值分别出现在凹岸和凸岸的最大曲率位置，弯曲河岸的振幅与波长比 a/λ 是影响其沿线压力分布的主要因素. 研究成果可用于估算河流地表水与河岸地下水交换的边界条件，将有利于河岸侧向潜流交换机理及河岸带相关研究的进一步开展.

关键词 正弦型，微弯河岸，扰动压力分布，小扰动理论，解析解

中图分类号：O351.2　　**文献标识码**：A　　DOI：10.6052/0459-1879-12-173

引 言

河岸带具有水文调蓄、环境缓冲和生态保护等功能，其功能重要性不仅表现在河岸地表区域，还表现于河岸地下区域. 在河岸带的地下存在一层地表水与地下水相互混合的饱和层，即河岸潜流层. 潜流层是河床、边滩及河岸之下的饱和沉积物层 [1-2]，河流边界的局部压力梯度驱使地表水与地下水在此交换并触发一系列的生物地化进程. 很多研究表明，这些潜流交换进程将促进有机物的降解 [3]，改善河流水质 [3]，影响藻类的生长 [4]、无脊椎动物的组成 [5-6] 和鱼类的产卵行为 [7]，对河流生态系统的结构、功能和生物群落的分布具有重要意义. 而河岸潜流层既沟通着地表水系统与地下水系统，又连接着水域生态系统与陆地生态系统，是一个复杂度更高的边缘交错带，Storey 等 [8] 发现它的影响范围比其河床潜流层更广，但是河岸潜流层的机理性研究却相对滞后.

目前，得益于河床沙波表面压力分布的研究成果较为丰富，河床潜流层的研究相对成熟，近来已有适当的数学模型可以模拟与预测河床潜流层的垂向交换 [9-11]，然而却一直缺乏有效的模型来模拟河岸潜流层的侧向交换，其主要原因是河岸边界压力分布规律的不明晰. Cardenas 等 [12] 探索性地提出了一个模型用于模拟河岸潜流层的交换流量，他的模型中将河岸岸线概化为正弦曲线，并假定河岸边界压力沿弯曲岸线呈线性分布. 显然，他忽略了河岸形态引起的扰动压力变化，其模型难以真实反映河岸潜流交换的水动力特性. 因此，从根本上研究潜流交换的驱动力，弄清河岸沿线的压力分布规律，将有利于河岸潜流层与河岸带相关研究的开展.

小扰动理论在空气动力学中已广泛应用于解决超音速、亚音速、跨音速等薄翼的扰流问题，并被试验所验证 [13-14]. 李炜 [15] 运用水气比拟，将小扰动理论推广至明渠均匀流中，但他所推导的结果为级数形式解，不便于实际应用. 本文应用小扰动理论，对二维浅水方程进行适当简化，求解正弦型微弯河岸沿线的扰动压力分布问题，给出显式的压力分布解析表达式，并以此进行影响因素的敏感性分析.

1 小扰动基本方程

考虑到大曲率河流水流紊乱，流场复杂，河岸边界常发生边界层分离和水流顶冲等现象，难以对其流场进行解析求解，故本文选择顺直微弯河流作为研究对象. Brice 等 [16] 定义曲率小于 1.05 的河流为顺直微弯河流，陈宝冲 [17] 则认为曲率小于 1.2 的河流属于微弯河流. 此外，也有研究认为顺直微弯河流的曲率上限应为 1.3[18]. 因此本文认为曲率上限介于 1.05~1.3 的河流均为微弯河流，其相应的河岸为微弯河岸.

2012–06–06 收到第 1 稿，2012–12–13 收到修改稿.

1) 国家自然科学基金 (40871050), 浙江省水利重大项目基金 (RA1104) 和江苏省研究生科研创新项目基金 (CX10B-212Z) 资助项目.

2) 林俊强，博士研究生，主要研究方向：水生态与水环境. E-mail：junqiang-lin@hotmail.com

在河道中，一般水平尺度较垂向尺度大，流速等水力参数沿垂直方向的变化较沿水平方向的变化要小得多，故可略去这些水力参数沿垂向的变化，并假定沿水深方向的动水压强分布符合静水压强分布. 将三维的 N–S 方程和连续性方程沿水深积分平均，并忽略水面风阻和地球自转引起的柯氏力，即可得恒定流条件下水深平均的二维浅水方程为

$$\frac{\partial(hu)}{\partial x}+\frac{\partial(hv)}{\partial y}=0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial(hu^2)}{\partial x}+\frac{\partial(huv)}{\partial y}=-gh\frac{\partial\zeta}{\partial x}-\frac{gn^2u\sqrt{u^2+v^2}}{h^{1/3}}+\frac{\mu_t}{\rho}\left[\frac{\partial^2(hu)}{\partial x^2}+\frac{\partial^2(hu)}{\partial y^2}\right] \tag{2}$$

$$\frac{\partial(huv)}{\partial x}+\frac{\partial(hv^2)}{\partial y}=-gh\frac{\partial\zeta}{\partial y}-\frac{gn^2v\sqrt{u^2+v^2}}{h^{1/3}}+\frac{\mu_t}{\rho}\left[\frac{\partial^2(hv)}{\partial x^2}+\frac{\partial^2(hv)}{\partial y^2}\right] \tag{3}$$

式中，h 为水深，$h=\zeta-Z_b$，ζ 为河流水位，Z_b 为河床高程；μ_t 为紊流的动力黏滞系数；式 (2) 和式 (3) 等号右边的第 2 项为黏性引起的河床阻力项.

一般河流中，水流的雷诺数较大，黏性作用集中于极薄的边界层内. 层外的广大区域，惯性力作用远大于黏性力，可将流体视为理想势流. 由边界层理论可知，在求解物面的压力分布时，若无边界层分离现象，作为一阶近似可忽略边界层的影响，利用势流理论求得边界的压力分布；若边界层出现分离，则需考虑边界层对外流的影响，以一阶近似的势流解为基础求出等效物面，再求解理想流体绕该等效物面的流动，得到修正的边界压力分布. 由于边界层分离问题极其复杂，难以直接解析求解，故本文仅考虑边界层未分离情况下河岸边界压力的分布问题. 因此，忽略式 (1)~ 式 (3) 中的黏性项，且不考虑河床形态的影响，可得简化的二维浅水方程

$$\frac{\partial(hu)}{\partial x}+\frac{\partial(hv)}{\partial y}=0 \tag{4}$$

$$\frac{\partial(hu^2)}{\partial x}+\frac{\partial(huv)}{\partial y}=-gh\frac{\partial h}{\partial x} \tag{5}$$

$$\frac{\partial(huv)}{\partial x}+\frac{\partial(hv^2)}{\partial y}=-gh\frac{\partial h}{\partial y} \tag{6}$$

将式 (4) 中的各项偏微分展开并代入式 (5) 和式 (6)，可得更为简便的二维浅水方程

$$\frac{\partial(hu)}{\partial x}+\frac{\partial(hv)}{\partial y}=0 \tag{7}$$

$$u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}=-g\frac{\partial h}{\partial x} \tag{8}$$

$$u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}=-g\frac{\partial h}{\partial y} \tag{9}$$

设一均匀来流流经一顺直微弯河流，河岸岸线为正弦曲线型，河道宽为 b，来流平均流速为 u_∞，水深为 h_∞，河道的平面形态及所建立的坐标系如图 1 所示.

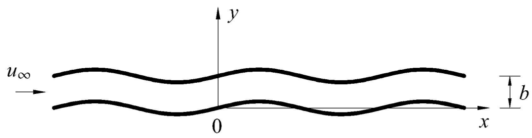

图 1 顺直微弯河道的平面形态及坐标系

Fig. 1 The platform and coordinate of slightly curved channel

受正弦型微弯河岸的影响，在 x 方向与 y 方向均会产生一扰动流速，同样河流水深也会受到扰动. 若河岸边界的变化趋势缓慢，边界层无分离，且水流未明显顶冲河岸，则水流运动的变化也是缓慢的，因此可将河岸边界对水流的扰动视为小扰动. 水流的运动要素可表示为

$$u=u_\infty+\widetilde{u},\quad v=\widetilde{v},\quad h=h_\infty+\widetilde{h} \tag{10}$$

式中，u 为 x 方向流速，v 为 y 方向流速，u_∞ 为均匀来流的流速，h_∞ 为均匀来流的水深，$\widetilde{u}$ 为 x 方向的扰动流速，$\widetilde{v}$ 为 y 方向的扰动流速，$\widetilde{h}$ 为扰动水深. $\widetilde{u},\widetilde{v},\widetilde{h}$, $\frac{\partial\widetilde{u}}{\partial x}$, $\frac{\partial\widetilde{u}}{\partial y}$, $\frac{\partial\widetilde{v}}{\partial x}$, $\frac{\partial\widetilde{v}}{\partial y}$, $\frac{\partial\widetilde{h}}{\partial x}$ 和 $\frac{\partial\widetilde{h}}{\partial y}$ 均为一阶小量，且 $\left|\frac{\widetilde{u}}{u_\infty}\right|\ll 1$, $\left|\frac{\widetilde{v}}{u_\infty}\right|\ll 1$, $\left|\frac{\widetilde{h}}{h_\infty}\right|\ll 1$.

将式 (10) 代入式 (7)~ 式 (9)，并略去二阶以上的小量，得

$$h_\infty\frac{\partial\widetilde{u}}{\partial x}+u_\infty\frac{\partial\widetilde{h}}{\partial x}+h_\infty\frac{\partial\widetilde{v}}{\partial y}=0 \tag{11}$$

$$u_\infty\frac{\partial\widetilde{u}}{\partial x}=-g\frac{\partial\widetilde{h}}{\partial x} \tag{12}$$

$$u_\infty\frac{\partial\widetilde{v}}{\partial x}=-g\frac{\partial\widetilde{h}}{\partial y} \tag{13}$$

将式 (11)~ 式 (13) 合并整理得

$$(1-Fr^2)\frac{\partial^2\widetilde{h}}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\widetilde{h}}{\partial y^2}=0 \tag{14}$$

式中，$Fr=\frac{u_\infty}{\sqrt{gh_\infty}}$ 为均匀来流的弗劳德数，天然河流的流态多为缓流 ($Fr<1$)，则式 (14) 为椭圆方程. 为简便起见，设 $w=\sqrt{1-Fr^2}$，并代入式 (14)，可得

微弯河流的小扰动基本方程

$$w^2\frac{\partial^2\widetilde{h}}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\widetilde{h}}{\partial y^2}=0 \tag{15}$$

2 边界条件

设坐标原点 (0,0) 为压力水头的参考点位置，假定该处的扰动水深为 $\widetilde{h}_0$，则原点位置的边界条件为

$$\widetilde{h}\Big|_{\substack{x=0\\y=0}}=\widetilde{h}_0 \tag{16}$$

正弦型微弯河岸的壁面边界条件为不可穿透边界条件. 设壁面的法向向量为 $\boldsymbol{n}$，速度向量为 $\boldsymbol{V}(u,v)$，则壁面边界条件可表示为

$$\boldsymbol{V}\cdot\boldsymbol{n}=0 \tag{17}$$

设壁面方程为 $y=f(x)$，同时令 $F=y-f(x)$，则壁面法向向量可表示为

$$\boldsymbol{n}=(F_x,F_y)=\Big(-\frac{\partial f}{\partial x},1\Big) \tag{18}$$

将式 (18) 代入式 (17) 并展开，得

$$\boldsymbol{V}\cdot\boldsymbol{n}=(u,v)\cdot\Big(-\frac{\partial f}{\partial x},1\Big)^{\mathrm{T}}=-u\frac{\partial f}{\partial x}+v=0 \tag{19}$$

将式 (10) 代入式 (19)，并略去二阶以上小量，得

$$-u_\infty\frac{\partial f}{\partial x}+\widetilde{v}=0 \tag{20}$$

将式 (20) 代入式 (13)，得

$$\frac{\partial\widetilde{h}}{\partial y}=-\frac{u_\infty}{g}\frac{\partial\widetilde{v}}{\partial x}=-\frac{u_\infty^2}{g}\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \tag{21}$$

设正弦型弯曲河岸的壁面方程为

右岸

$$y_1=f_1(x)=a\sin\frac{2\pi}{\lambda}x \tag{22}$$

左岸

$$y_2=f_2(x)=a\sin\frac{2\pi}{\lambda}x+b \tag{23}$$

其中，a,λ 分别为正弦型弯曲河岸的振幅、波长.

若 a/λ 充分小 ($a/\lambda\ll 1$)，可将壁面上的边界条件近似为 $y=0$ 和 $y=b$ 上的边界条件，则左右岸的壁面边界条件可表示为

右岸

$$\frac{\partial\widetilde{h}}{\partial y}\bigg|_{y=0}=-\frac{u_\infty^2}{g}\frac{\partial^2 f_1}{\partial x^2}=\frac{u_\infty^2 a}{g}\Big(\frac{2\pi}{\lambda}\Big)^2\sin\frac{2\pi}{\lambda}x \tag{24}$$

左岸

$$\frac{\partial\widetilde{h}}{\partial y}\bigg|_{y=b}=-\frac{u_\infty^2}{g}\frac{\partial^2 f_2}{\partial x^2}=\frac{u_\infty^2 a}{g}\Big(\frac{2\pi}{\lambda}\Big)^2\sin\frac{2\pi}{\lambda}x \tag{25}$$

3 小扰动方程的求解

正弦型微弯河岸在缓流情况下的沿线压力分布问题转换为上述小扰动方程 (15) 及其边界条件 (16), (24), (25) 的边值问题. 应用分离变量法，可求得其级数形式解为

$$\widetilde{h}(x,y)=\widetilde{h}_0+\frac{2au_\infty^2}{bg}\Big(\frac{2\pi}{\lambda}\Big)^2\sin\frac{2\pi}{\lambda}x\cdot$$
$$\sum_{n=1}^{\infty}[(-1)^n-1]\Big[\Big(\frac{2\pi w}{\lambda}\Big)^2+\Big(\frac{n\pi}{b}\Big)^2\Big]^{-1}\cos\frac{n\pi}{b}y \tag{26}$$

为将式 (26) 中扰动水深的级数形式解改写成更为直观的显式表达式，构造了一个定义在区间 $[0,b]$ 内的函数 [19]

$$g(y)=\exp\Big(\frac{2\pi w}{\lambda}y\Big)-\exp\Big(\frac{2\pi wb}{\lambda}\Big)\exp\Big(-\frac{2\pi w}{\lambda}y\Big),\quad 0\leqslant y\leqslant b \tag{27}$$

该函数在区间 $[0,b]$ 上满足收敛定理 (Dirichlet 充分条件)，对 $g(y)$ 作如下偶延拓

$$G(y)=\begin{cases} g(y), & 0\leqslant y\leqslant b\\ g(-y), & -b<y<0\end{cases} \tag{28}$$

$G(y)$ 在区间 $(-b,b]$ 内的傅里叶余弦级数展开形式如下

$$G(y)=\Big[\exp\Big(\frac{2\pi wb}{\lambda}\Big)+1\Big]\frac{4\pi w}{b\lambda}\sum_{n=1}^{\infty}[(-1)^n-1]\cdot$$
$$\Big[\Big(\frac{2\pi w}{\lambda}\Big)^2+\Big(\frac{n\pi}{b}\Big)^2\Big]^{-1}\cos\frac{n\pi}{b}y \tag{29}$$

因此，在限定区间 $[0,b]$ 内，可得下式

$$\exp\Big(\frac{2\pi w}{\lambda}y\Big)-\exp\Big(\frac{2\pi wb}{\lambda}\Big)\exp\Big(-\frac{2\pi w}{\lambda}y\Big)=$$
$$\Big[\exp\Big(\frac{2\pi wb}{\lambda}\Big)+1\Big]\frac{4\pi w}{b\lambda}\sum_{n=1}^{\infty}[(-1)^n-1]\cdot$$
$$\Big[\Big(\frac{2\pi w}{\lambda}\Big)^2+\Big(\frac{n\pi}{b}\Big)^2\Big]^{-1}\cos\frac{n\pi}{b}y \tag{30}$$

对比式 (26) 和式 (30)，可得顺直正弦型微弯河流的沿程扰动水深公式为

$$\widetilde{h}(x,y)=\widetilde{h}_0+\frac{2\pi au_\infty^2}{\lambda gw}\frac{\mathrm{e}^{\frac{2\pi w}{\lambda}y}-\mathrm{e}^{\frac{2\pi wb}{\lambda}}\mathrm{e}^{-\frac{2\pi w}{\lambda}y}}{\mathrm{e}^{\frac{2\pi wb}{\lambda}}+1}\sin\frac{2\pi}{\lambda}x \tag{31}$$

弯曲河岸沿线的扰动水深可由式 (31) 进一步推得

右岸

$$\widetilde{h}\Big|_{y=0} = \widetilde{h}_0 - \frac{2\pi a u_\infty^2}{\lambda g w} \frac{\mathrm{e}^{\frac{2\pi w b}{\lambda}} - 1}{\mathrm{e}^{\frac{2\pi w b}{\lambda}} + 1} \sin\frac{2\pi}{\lambda}x \tag{32}$$

左岸

$$\widetilde{h}\Big|_{y=b} = \widetilde{h}_0 + \frac{2\pi a u_\infty^2}{\lambda g w} \frac{\mathrm{e}^{\frac{2\pi w b}{\lambda}} - 1}{\mathrm{e}^{\frac{2\pi w b}{\lambda}} + 1} \sin\frac{2\pi}{\lambda}x \tag{33}$$

用均匀来流的速度水头将式 (32) 和式 (33) 无因次化，可得标准化的正弦型微弯河岸沿线扰动压力分布公式为

右岸

$$\widetilde{h}_{pi}^* = \frac{\widetilde{h}\Big|_{y=0} - \widetilde{h}_0}{\dfrac{u_\infty^2}{2g}} = -\frac{4\pi a}{\lambda w} \frac{\mathrm{e}^{\frac{2\pi w b}{\lambda}} - 1}{\mathrm{e}^{\frac{2\pi w b}{\lambda}} + 1} \sin\frac{2\pi}{\lambda}x \tag{34}$$

左岸

$$\widetilde{h}_{pi}^* = \frac{\widetilde{h}\Big|_{y=b} - \widetilde{h}_0}{\dfrac{u_\infty^2}{2g}} = \frac{4\pi a}{\lambda w} \frac{\mathrm{e}^{\frac{2\pi w b}{\lambda}} - 1}{\mathrm{e}^{\frac{2\pi w b}{\lambda}} + 1} \sin\frac{2\pi}{\lambda}x \tag{35}$$

河岸沿线的扰动压力分布如图 2 所示. 在缓流情况下，受正弦型微弯河岸的影响，其沿线的扰动压力也成正弦曲线变化. 左岸扰动压力波的相位与左岸壁面波形的相位相同，而右岸扰动压力波的相位则与右岸壁面波形的相位相差 180°. 两岸扰动压力的振幅相同，且均在凹岸和凸岸曲率最大的位置分别达到峰值和谷值.

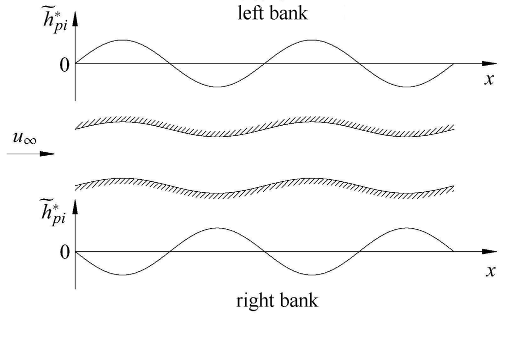

图 2 正弦微弯河岸的沿线压力分布

Fig. 2 The pressure distribution along slightly curved riverbank with sinusoidal shape

4 压力分布的影响因素及其敏感性分析

从式 (34) 和式 (35) 可以看出，正弦型微弯河岸的沿线压力分布受河岸振幅 a，波长 λ，河宽 b，弗劳德数 Fr ($w = \sqrt{1-Fr^2}$) 等因素的影响. 进一步分析可知，a/λ 代表河岸弯曲形态的影响，Fr 代表水流条件的影响，b/λ 代表河宽的影响. 为了进一步揭示各影响因素对河岸沿线压力变化的影响程度，对 a/λ, Fr, b/λ 这 3 个因素进行敏感性分析.

由于本文定义河流曲率上限介于 1.05~1.3 的河岸为微弯河岸，因此拟定敏感性分析中参数 a/λ 的变化范围为 0~0.16 (相应的曲率变化范围为 0~1.22)，取 a/λ 变化范围的中间值 0.08 作为基准值. 本文讨论的是缓流情况下 ($Fr < 1$) 微弯河岸的扰动压力变化，因此拟定参数 Fr 的变化范围为 0~0.9，取中间值 0.45 作为基准值. 同时，拟定参数 b/λ 的变化范围为 0~0.6，取中间值 0.3 作为基准值. 在此基础之上，利用推导的压力变化公式 (式 (34) 和式 (35))，计算扰动压力的振幅随各影响因素变化的变化率，并绘制成敏感性曲线，如图 3 所示.

由图 3 可知，a/λ 从基准值的 0.08 减小到 0 或增大到 0.16，变幅为 ±100%，而扰动压力振幅的变化率也达 ±100%，可见河岸形态参数 a/λ 对扰动压力变化的影响较为显著. 进一步观察可发现，扰动压力波动的振幅与 a/λ 成线性关系，且同比率变化.

当 Fr 从基准值的 0.45 增大到 0.9，增幅为 100%，但扰动压力的振幅仅增大 16.1%. 当 Fr 从基准值减小至 0 时，减幅也为 100%，但扰动压力的振幅仅减小 4.2%. 可见，在缓流情况下，Fr 对河岸压力变化的影响并不明显.

从图 3 中 b/λ 的敏感性曲线可以看出，当 b/λ 较小时，其对扰动压力变化的影响比较显著，随着 b/λ 的增大，扰动压力振幅的变化趋于平缓，b/λ 的影响变得微弱. 河岸边界引起的扰动压力波在沿河宽方向传递的同时，波动振幅随能量的衰减而逐渐减小. 河岸边界的扰动波与对岸传递过来的相位相差 180° 的残余扰动波相互叠加，将一定程度上削弱边界的压力变化. 结合式 (34) 和式 (35) 进一步分析可知，$\left(\mathrm{e}^{\frac{2\pi w b}{\lambda}} - 1\right)\Big/\left(\mathrm{e}^{\frac{2\pi w b}{\lambda}} + 1\right)$ 代表 b/λ 的影响，当河宽较小 (b/λ 较小) 时，由于对岸扰动波的残余振幅较大，河岸边界的压力波动被明显削弱，因此河宽对河岸边界扰动压力的影响较大. 随着 b/λ 的增大，对岸扰动波的残余振幅越来越小，河宽对河岸边界扰动压力

的影响也趋于微弱. 当 b/λ 大于一定值 ($2\pi wb/\lambda \geqslant 4$ 或 $b/\lambda \geqslant 2/(\pi w)$) 时，左右岸产生的扰动压力波传递到对岸时已大幅削弱，河宽对河岸沿线压力分布的影响下降至 5% 以下. 此时，式 (34) 和式 (35) 可退化成如下形式

右岸

$$\widetilde{h}_{pi}^{*} = -\frac{4\pi a}{\lambda w}\sin\frac{2\pi}{\lambda}x \tag{36}$$

左岸

$$\widetilde{h}_{pi}^{*} = \frac{4\pi a}{\lambda w}\sin\frac{2\pi}{\lambda}x \tag{37}$$

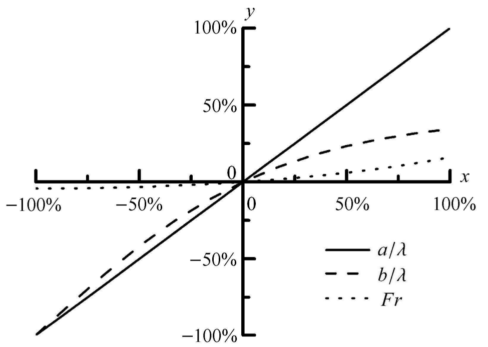

图 3 影响因素的敏感性曲线

(x 代表影响因子的变化率；y 代表压力振幅的变化率)

Fig. 3 The sensitivity curves of pressure influence factors

(x-axis presents the changing ratio of influence factors; y-axis presents the changing ratio of pressure amplitude)

虽然本文敏感性分析是在一定参数变化范围与基准值的基础上进行的，但其结果仍可以较好反映不同因素对河岸扰动压力变化的影响程度. 在河流曲率上限不超过 1.3 和 Fr 小于 1 的范围内，选择其他的参数取值范围与基准值，不影响敏感性分析的结果.

5 结 论

本文应用小扰动理论对正弦型微弯河岸的沿线扰动压力分布问题进行理论求解，得出沿线的扰动压力变化与河岸形态参数 a/λ, 弗劳德数 Fr, 河宽系数 b/λ 之间的定量关系式. 解析公式与影响因素的敏感性分析表明，在缓流条件下，河岸沿线的压力分布成正弦波形变化，a/λ 对河岸沿线压力变化的影响较为显著，Fr 的影响则比较微弱，而当 b/λ 较大时，它的影响也比较微弱.

虽然本文的压力解析公式是在小扰动、理想势流、无边界层分离等假设下推导而得的，但其结果可作为微弯河岸扰动压力分布的一阶近似，对河岸潜流层的侧向交换及河岸带相关研究仍具有一定的理论价值. 由于微弯河流的量化标准不统一，河岸边界扰动压力分布公式的具体适用于阈值 (河岸弯曲率上限) 还有待进一步试验验证.

参 考 文 献

1 Tonian D, Buffington JM. Hyporheic exchange in gravel bed rivers with pool-riffle morphology: Laboratory experiments and three-dimensional modeling. *Water Resources Research*, 2007, 43: W01421

2 金光球, 李凌. 河流中潜流交换研究进展. 水科学进展, 2008, 19(2): 285-293 (Jin Guangqiu, Li Ling. Advancement in the hyporheic exchange in rivers. *Advances in Water Science*, 2008, 19(2): 285-293 (in Chinese))

3 Jones JB, Mulholland PJ. Streams and Ground Waters. San Diego: Academic Press, 2000. 3-44

4 Valett HM, Fisher SG, Stanley EH. Physical and chemical characteristics of the hyporheic zone of a Sonoran Desert stream. *Journal of the North American Benthological Society*, 1990, 9: 201-215

5 Sliva L, Williams DD. Responses of hyporheic meiofuuna to habitat manipulation. *Hydrobiologia*, 2005, 548: 217-232

6 Boulton AJ, Findlay S, Marmonier P, et al. The functional significance of the hyporheic zone in streams and rivers. *Annual Review of Ecology and Systematics*, 1998, 29: 59-81

7 Colden V, Baxter F, Hauer R. Geomorphology, hyporheic exchange, and selection of spawning habitat by bull trout. *Canadian Journal of Fisheries and Aquatic Sciences*, 2000, 57: 1470-1481

8 Storey RG, Howard KWF, Williams DD. Factors controlling riffle-scale hyporheic exchange flows and their seasonal changes in a gaining stream: A three-dimensional groundwater flow model. *Water Resources Research*, 2003, 39: WR001367, 1034

9 Elliott A, Brooks NH. Transfer of nonsorbing solutes to a streambed with bed forms: Theory. *Water Resources Research*, 1997, 33(1): 123-136

10 Packman AI, Salehin M, Zaramell M. Hyporheic exchange with gravel beds: Basic hydrodynamic interactions and bedform-induced advective flows. *Journal of Hydraulic Engineering*, 2004, 130(7): 647-656

11 Cardenas MB, Wilson JL. Hydrodynamics of coupled flow above and below a sediment-water interface with triangular bedforms. *Advances in Water Resources*, 2007, 30: 301-313

12 Cardenas MB. A model for lateral hyporheic flow based on valley slope and channel sinuosity. *Water Resources Research*, 2009, 45: W01501

13 Terry LH. Transonic flow computations using nonlinear potential methods. *Progress in Aerospace Sciences*, 2000, 36: 1-61

14 吴子牛, 王兵, 周睿等. 空气动力学. 北京：清华大学出版社，2007. 210-243 (Wu Ziniu, Wang Bing, Zhou Rui, et al. Aerodynamics. Beijing: Tsinghua University Press, 2007. 210-243 (in Chinese))

15 李炜. 明渠均匀流的小扰动理论. 武汉大学学报 (工学版), 1979, 12(1): 42-55 (Li Wei. Small disturbance theory of uniform flow in open channel. *Engineering Journal of Wuhan University*, 1979, 12(1): 42-55 (in Chinese))

16 Brice JC, Blodgett JC. Countermeasures for Hydraulic Problems at Bridges. Vols 1, 2. Washington D C: Federal Highway Administration, 1978
17 陈宝冲. 河型分类. 泥沙研究, 1992, (1): 100-104 (Chen Baochong. A classification of river pattern. *Journal of Sediment Research*, 1992, (1): 100-104 (in Chinese))
18 倪晋仁, 王随继. 论顺直河流. 水利学报, 2000, (12): 14-20 (Ni Jinren, Wang Suiji. On straight river. *Journal of Hydraulic Engineering*, 2000, (12): 14-20 (in Chinese))
19 Asmar NH. Partial Differential Equations and Boundary Value Problems with Fourier Series, 2nd edn. Englewood Cliffs: Prentice Hall, 2005

(责任编辑: 刘希国)

DISTURBED PRESSURE DISTRIBUTION ALONG SLIGHTLY CURVED BANKLINE BASED ON SMALL-DISTURBANCE THEORY [1)]

Lin Junqiang[2)] Yan Zhongmin Xia Jihong

(*College of Water Conservancy and Hydropower Engineering*，*Hohai University*，*Nanjing* 210098，*China*)

Abstract In order to reveal the discipline and the main influence factor of disturbed pressure distribution along sinuous bankline, the small disturbance theory was used to linearize the 2D shallow water equations and the boundary conditions. Analytic expressions of disturbed pressure along sinusoidal curved bankline had been derived. A sensitivity analysis of influence factors was also presented. The pressure expressions and sensitivity analysis show that the disturbed pressure along the slightly curved bankline follows sinusoidal distribution. The crest and trough values of disturbed pressure appear at the maximum curvature locations of concave and convex bank, respectively. The bank amplitude-to-wavelength ratio a/λ is found to be the main factor of pressure variation in subcritical flow. The derived results can be used to estimate the boundary condition of stream-subsurface exchange in riparian zones, which is helpful to the further study on lateral hyporheic exchange and hydrodynamics in riparian areas.

Key words sinusoidal, slightly curved bankline, pressure distribution, small-disturbance theory, analytic solution

Received 6 June 2012, revised 13 December 2012.

1) The project was supported by the National Natural Science Foundation of China, the Hydraulic Science and Technology Project of Zhejiang Province (RA1104) and the Sciences and Innovation Project for College Graduates in Jiangsu Province (CX10B-212Z).

2) Lin Junqiang, PhD candidate, research interests: hydroecology and water environment. E-mail：junqiang-lin@hotmail.com