

长江冲淡水路径的初步研究

I. 模式*

乐肯堂

(中国科学院海洋研究所)

早期的多次观测^[1,2,4]表明,在洪水季节的在长江口外冲淡水区中,等盐线呈强烈的水平舌状分布,其舌轴方向先为东南继而转向东北。后来人们又发现,长江冲淡水的盐舌轴线具有多种形态,并且有时还出现所谓“双峰”现象³⁾。尽管如此,大多数观测表明,当长江径流的流量超过某一临界值时,其冲淡水的盐舌舌轴就呈现出转向东北。同时,观测还表明,冲淡水中余流的基本方向也是趋向东北的¹⁾。图1绘出了4—9月的长江冲淡水实测盐轴的位置(据文献[1]图1绘制),从中可以看出,冲淡水的舌轴在5—7月出现明显的向左转向,其中以5月和7月尤为强烈。尽管这种“转向”主要表现在表层的盐度分布图上,但据分析²⁾,可以认为,这种转向现象是冲淡水主体(或其主流)转向的反映。由于长江径流携带了大量的泥沙和营养物质,因而,长江冲淡水主体显示出的这种所谓“转向”的现象,在理论上和实践上均具有重要的意义,因而多年来引起了人们的极大注意。自1963年以来,人们曾对此问题提出了各种分析^[1,2],但迄今还未从动力学上进行过具体的分析³⁾。

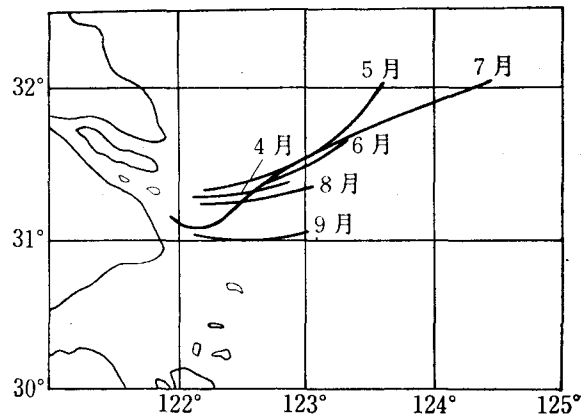


图1 长江冲淡水盐舌轴线的位置
(据文献 [1] 图1绘)

* 中国科学院海洋研究所调查报告第962号。

本文曾在中国海洋湖沼学会水文气象学会1982年学术年会上宣读。会后略有修改。本文是在毛汉礼和管秉贤教授的鼓励和支持下写成的。方国洪副教授阅读全文并提供了宝贵意见,张庆华和崔茂常同志对本文的初稿提出了修改意见,文中附图由杜涓山同志绘制,均此表示深切的谢意。

收稿日期:1982年10月21日。

1) 乐肯堂,1980。长江冲淡水区盐度分布和海流结构的初步探讨。中国科学院海洋研究所调查研究报告(排印中)。

2) 王康增等,1979。长江径流及其冲淡水区的水文特征。海洋实践 3:8—20。

3) 本文的初稿完成于1981年9月,这里指的是当时的情况。

实际上,在河口外部的冲淡水中,其主流向左转向的现象,不仅限于长江口外,在黄河口外以及日本的网代港中都被观测到过(高野健三,1954),但后者的尺度要比洪水期的长江冲淡水小得多。高野曾想对这一现象进行理论上的解释,但没有找到促使余流向左转向的因子。因为在北半球,在水深均匀的情况下,科氏力将使海流向右偏转,尽管 β -效应可以促使这样的海流向左偏转,但是在河口外冲淡水区这样小的尺度上, β -效应的作用毕竟太微弱了。

Warren^[1] 在研究湾流的路径时曾指出:如果海流的某些必须积分性质已知的话,就可以确定一支自由惯性流的路径。以后,Robinson 等^[2] 提出了构造一支大尺度海流的路径方程的方法,并且详尽地探讨了作为自由惯性流的湾流路径及其弯曲性质。另一方面,管秉贤^[3]和毛汉礼等^[4]曾指出:长江冲淡水区的主流具有射流的性质,而且他们还把这支流动称为“射形流”或“拟射流”。作者¹⁾根据长江冲淡水区多年的实测余流、盐度和风的资料,对冲淡水主流的性质、转向条件及促使主流转向的可能因子作了进一步的分析。上述工作,为长江冲淡水路径问题的研究,提供了良好的基础。

我们曾指出,引起长江冲淡水主体转向的可能因子有大陆架水深的变化、风和沿岸流(或台湾暖流)的作用¹⁾。因此,我们将对上述各因子的作用分别进行探讨。但本文仅考察大陆架水深变化对河口外射形流路径的影响,而暂不考虑其他因子的作用。

一、问题的提法

考察平直海岸的河口外部区域的环流,首先取一基本的笛卡尔直角坐标系,其原点设在河口处的海平面上, X 轴向东为正, Y 轴紧贴海岸线,向北为正(图2a)。其次,为讨论方便,我们还导入一流轴坐标系,其中 x 轴表示河口外部纵向流动的流轴,而 y 轴则处处垂直于 x 轴(图2b)。当然,流轴的概念可以有各种不同的定义,本文则采用射流流轴的定义^[7]作为射形流流轴的定义。这是因为文中讨论的射形流,根据前述几项研究的结果^{[1,3],4)}是具有射流性质的径流入海后的冲淡水主流,实质上是一支自由的惯性流动。这支流动

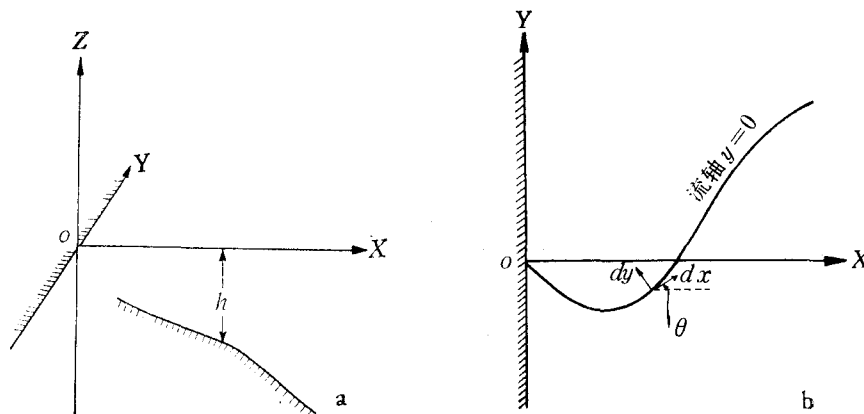


图2 坐标系

a. 笛卡尔坐标系; b. 流轴坐标系

1) 见第157页脚注1)。

是狭窄的(这就是说,横跨这支海流的曲率变化可以忽略不计),而且在近岸段,其垂直尺度(即上层冲淡水的厚度)大体相当于水深。故取用局地流速或局地涡度最大值的连线作为射形流的流轴,较符合实际。由此不难得到,基本坐标 X, Y 与流轴坐标 x, y 之间有如下关系式:

$$\begin{aligned} X &= \int_0^x (1 + \kappa y) \cos \theta dx - y \sin \theta_0 \\ Y &= \int_0^x (1 + \kappa y) \sin \theta dx + y \cos \theta_0 \end{aligned} \quad (1.1)$$

其中 $\theta = \theta(x)$ 为流轴的切线与 X 轴之间的夹角, $\theta_0 = \theta(0)$, 而

$$\kappa(x) = \frac{d\theta}{dx} \quad (1.2)$$

表示流轴的曲率。

由于冲淡水的主流是射形流,其两侧的质量分布和海面升高分布将会互相调整(或互相适应)以使横跨射形流的压力梯度远大于开阔陆架海区上的压力梯度,而前者恰又强有力地支持了冲淡水中纵向射形流的存在。至于射形流区中的涡动交换问题,我们可以从如下两方面的分析结果作出估计。首先,如引用 Rossby^[8] 关于海洋中射流区涡动分析的理论结果,即可证实,在上述射形流区中,与垂向涡动的作用相比,侧向涡动的作用是主要的。其次,从长江冲淡水区的实测水文资料的分析结果看,沈凌云¹⁾ 首先提出,在夏季,本区可能是以侧向涡动交换为主的;此后作者²⁾ 基于对更多的实测资料的分析证实:沿着冲淡水纵向所进行的涡动交换,不如其横向交换强烈。由此可见,在关于射形流区的模式中,可以忽略垂向涡动的作用。据 Beardsley^[5] 的近似判别式估算,在长江冲淡水区,横向涡动交换占优势的尺度约为 60—70 km。实际上,这一尺度也即是长江冲淡水近岸段的尺度。因此,作为零阶的近似模式,我们将取 y 方向的涡动交换项作为主要的摩擦项。关于射形流流轴的曲率量值,根据长江冲淡水实测流轴曲线的资料,可以假定它为小量。取用这一假定,可以大大简化流轴坐标系中的、原始的运动方程和连续方程^[6]。此外,若令 h 为冲淡水的厚度(在近岸段, h 实际上相当于水深),应用浅水近似方法^[9] 即可导出射形流的最低阶方程组:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + A_H \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (1.3)$$

$$\kappa u^2 + fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial hu}{\partial x} + \frac{\partial hv}{\partial y} = 0 \quad (1.5)$$

其中 u, v 分别为射形流的纵向及横向流速; f 为科氏参量; ρ 为冲淡水的密度,取为常量; A_H 为侧向的涡动动量交换系数; p 为压力。

从方程 (1.3)—(1.5) 可以看出,如果已知射形流的流轴则 $\kappa(x)$ 和方程 (1.1) 均为已知,这样,方程 (1.3)—(1.5) 就可以用来确定射形流的流速分布了。然而,射形流的流轴

1) 沈凌云, 1963。长江口海流分布及其若干问题的初步研究(未刊稿)。

2) 见第 157 页脚注 1)。

是未知的, κ 是有待确定的应变变量。因此, 如何求得 $\kappa(x)$, 即如何确定这样一支射形流的路径问题, 便是首先要解决的问题。

二、射形流的路径方程及解

为考察浅水陆架上正压射形流的路径, 我们先用 Warren^[11] 和 Robinson 等^[7] 提出的概念和方法, 导出射形流的路径方程, 然后, 再讨论路径方程的解及其性质。

对方程 (1.3) 和 (1.4) 交叉微分, 然后对所得方程取横跨射形流的积分, 即得:

$$\frac{d}{dx} (\kappa M) = f \frac{Q}{H} \frac{\partial h}{\partial x} \quad (2.1)$$

其中 M 和 Q 分别为射形流的动量通量和流量, 若取 $\rho \equiv 1$, 那么它们分别可写为:

$$\begin{aligned} M &\equiv M(x) \equiv \int_{-b(x)}^{b(x)} hu^2 dy \\ Q &\equiv Q(x) \equiv \int_{-b(x)}^{b(x)} hudy \end{aligned} \quad (2.2)$$

这里 $b(x)$ 为射形流的半宽度。必须指出, 在导出方程 (2.1) 时, 我们利用了连续方程 (1.5) 及射形流两侧的边界条件 $u = \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = 0$, 并假定了 $\int_{-b(x)}^{b(x)} v \frac{\partial h}{\partial y} dy = 0$ 。同时, 把动量和流量表达式中分母 h 用平均深度 H 代替 (理由详后)。方程 (2.1) 表明, 如果大陆架的水深不为常量, 那么射形流流轴曲率的纵向变化率正比于该方向上的底形梯度及冲淡水的流量, 由于后者又取决于在入海口门处的迳流流量 Q_0 (当然它也与射形流的性质有关), 这就表明, 射形流转向的曲率也正比于入海的迳流流量 Q_0 。如设 $Q = Q(x)$, $M = M(x)$ 为已知, 并且适当地选取口门处的边界条件 (例如, 在 $x = 0$ 处, $\kappa = \kappa_0$, $\theta = \theta_0$), 那么, 方程 (2.1) 可有如下形式的普遍解:

$$\theta = \theta_0 + \kappa_0 \int_0^x \frac{M_0}{M} dx + f \int_0^x \left[\frac{1}{M} \int_0^x \frac{Q}{H} \frac{\partial h}{\partial x} dx \right] dx \quad (2.3)$$

其中 M_0 表示口门处的动量通量。

下面, 再讨论几种特定的情况。

1. 水深为常量的情况

在这种情况下, 设 $h \equiv \text{const}$, 那么解式 (2.3) 就可简化为

$$\theta = \theta_0 + \kappa_0 \int_0^x \frac{M_0}{M} dx \quad (2.4)$$

或者

$$\kappa M = \kappa_0 M_0 \quad (2.5)$$

从式 (2.4) 和 (2.5) 可知, 如果河口本身是平直的, 并且河道方向与 X 方向相一致, 即 $\theta_0 = \kappa_0 = 0$, 此时便可得 $\theta = \kappa \equiv 0$ 。这就表明, 在水深为常量的情况下, 射形流的路径将为一曲线, 亦即射形流将沿着 X 轴一直向东。如果 $\theta_0 \neq 0$, 但 $\kappa_0 = 0$, 那么就恒有 $\theta \equiv \theta_0$, 此时射形流的路径将是与 X 轴成 θ_0 角的直线。但如果 $\kappa_0 \neq 0$, 而 $M = M_0 \equiv \text{const}$ (此条件相当于平面射流的情况), 那么我们得到 $\theta = \theta_0 + \kappa_0 x$, 亦即此时冲淡水的路径将是半径为 $1/\kappa_0$ 的圆 (见图 3)。如果 $M \neq \text{const}$, 若取线性情况即 $M = M_0(1 \pm \delta x)$,

那么有

$$\theta = \theta_0 + \kappa_0 \ln(1 \pm \delta x)$$

如果 δ 为一小量, 就易于看出射形流的路径曲线仍然近似地为一圆。也即是说, 在这种情况下, 射形流动量通量的微小变化对其路径曲线的影响不大。由此也可以得到, 即使在均匀水深的情况下, 如果在河口口门处有初始曲率存在, 那么惯性效应将使这一初始曲率在射形流不断前进的过程中得以继续维持, 从而使射形流的路径成为一圆周。

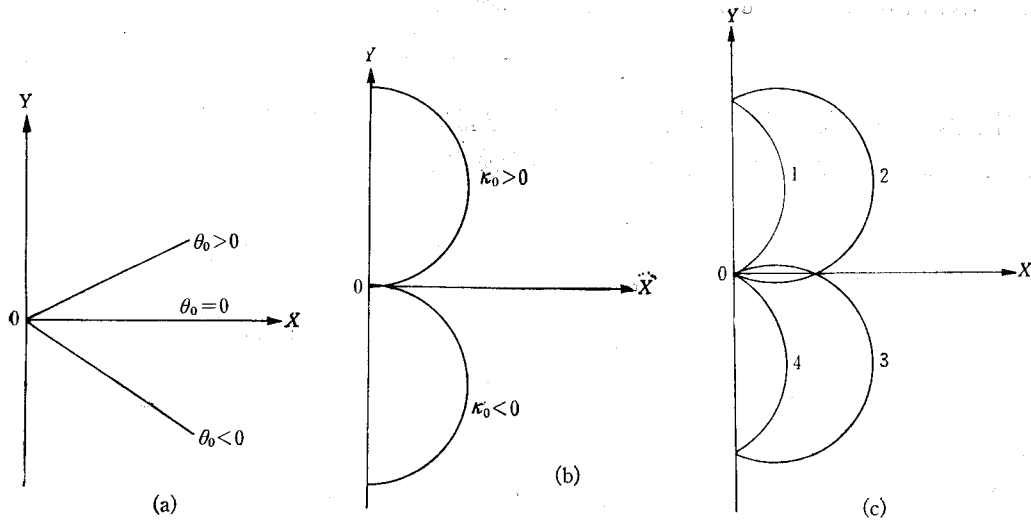


图3 在水深为常量的情况下, 射形流的路径示意图

- a. $\theta_0 \neq 0, \kappa_0 = 0$: i) $\theta_0 > 0$, ii) $\theta_0 = 0$, iii) $\theta_0 < 0$;
 b. $\theta_0 = 0, \kappa_0 \neq 0$:
 i) $\kappa_0 > 0$, ii) $\kappa_0 < 0$;
 c. $\theta_0 \neq 0, \kappa_0 \neq 0$:
 1. $\kappa_0 > 0, \bar{V}'(0) > 0$; 2. $\kappa_0 > 0, \bar{V}'(0) < 0$
 3. $\kappa_0 < 0, \bar{V}'(0) > 0$; 4. $\kappa_0 < 0, \bar{V}'(0) < 0$

2. 水深不为常量的一般情况

在一般情况下, 如果水深不为常量, 解式 (2.3) 便具有复杂的形式, 这样, 对其性状进行具体讨论就有较大的困难。为简便起见, 先设 $\theta_0 = \kappa_0 = 0$, 式 (2.3) 便可改写为

$$\kappa = \frac{f}{M} \int_0^x \frac{Q}{H} \frac{\partial h}{\partial x} dx \quad (2.6)$$

在像长江冲淡水区这样的河口外大陆架海区中, 由于 f 具有 $O(10^{-5})$ 的阶, 而 $\frac{\partial h}{\partial x}$ 又具有 $O(10^{-4})$ 的阶, 因此如果流量 Q 达不到足够的量值则式 (2.6) 的左边实际上可以忽略不计。亦即, 如果在口门外的迳流流量 Q_0 小于某一临界流量 Q_c 的话¹⁾, κ 值的变化实际上恒为零。在这种情况下, 又回到了上一小节所讨论的问题。换句话说, 如果 $\kappa_0 = 0$, 而 $Q_0 < Q_c$, 则冲淡水的主轴将不会出现向左转向。

另一方面, 如果 $Q_0 \geq Q_c$, 则式 (2.6) 的右边就不能忽略, 这时冲淡水的主轴就会出

1) 关于临界迳流量请参阅第 157 页脚注 1), 其估算式详后。

现转向或弯曲。此时,如果在顺流方向上水深逐渐增大,即 $\frac{\partial h}{\partial x} > 0$, 那么在顺流方向上 κ 将不断增加,这样冲淡水主轴将会逐渐向左转向。反之,如果在顺流方向上水深是递减的,那么同样可推得,冲淡水的主轴将会向右转向。

3. 海底为倾斜的大陆架的情况

如果海底为一倾斜的浅水大陆架,我们可设 $h = h_0 + \varepsilon X$, 这里 ε 具有 $O(10^{-4})$ 的量级。由于浅水陆架的水深变化与其总深度相比为一小量,在路径方程中,我们可以把垂直积分取在平均深度 H 上。路径方程便可近似地简化为

$$\frac{d}{dx} (\kappa M) = \frac{fQ}{H} \frac{\partial h}{\partial x} \quad (2.7)$$

为方便计,以下引入无量纲。现将有维量与无量纲之间的基本关系列于表 1。在表 1 中,带星号的变量为无量纲变量,为简便起见,以下均略去。

表 1 无量变量和特征尺度

$x, y, X, Y = L(x^*, y^*, X^*, Y^*)$	L 为水平方向的特征尺度
$u, v = U(u^*, v^*)$	U 为特征速度
$h = Hh^*$	H 为垂直方向的特征尺度,
$Q = Q_0 Q^*$	Q_0 为特征流量
$M = M_0 M^*$	M_0 为特征动量通量
$\kappa = K\kappa^*$	K 为特征曲率

为考察方程 (2.7) 的解的性状,特讨论一下最简单的情况。设 $M = 1, Q = 1$, 考虑到 $\partial h / \partial x \approx \varepsilon \partial X / \partial x$, 这样,可获得方程 (2.7) 的首次积分

$$\kappa = \kappa_0 + \varepsilon X \quad (2.8)$$

其中 $\varepsilon = f \varepsilon L Q_0 / (H K M_0)$ 。利用 $\kappa = Y''(1 + Y'^2)^{3/2}$, 路径方程 (2.8) 便化为笛卡尔坐标中的形式:

$$Y'' = (\kappa_0 + \varepsilon X)(1 + Y'^2)^{3/2} \quad (2.9)$$

在边界条件 $X = 0, Y = 0$ 及 $Y' = Y'(0)$ 的情况下,方程 (2.9) 有如下的解析解:

$$Y = \int_0^\xi \frac{1}{\sqrt{a}} \frac{\eta d\eta}{\sqrt{(1-\eta)(1+\eta)(1+\gamma\eta)}} \quad (2.10)$$

其中 $\xi = \frac{1}{2} \varepsilon X^2 + \kappa_0 X + C, \sqrt{a} = \sqrt{\kappa_0^2 - 2\varepsilon C}, \gamma = 2\varepsilon / (\kappa_0^2 - 2\varepsilon C)$

而 $C = Y'(0) / \sqrt{1 - Y'^2(0)}$ (2.11)

如果 $Y'(0) < 0$, 且 $\kappa_0 < 0$, 那么从式 (2.10) 可以得到射形流转向点的位置:

$$X_T = (-\kappa_0 + \sqrt{\kappa_0^2 - 2\varepsilon C}) / \varepsilon \quad (2.12)$$

尽管解 (2.9) 是精确的,但用其讨论射形流路径的性状却并不方便。为便于直观地考察射形流路径曲线的性质,我们可以对解式 (2.10) 作近似表达式。当然,可以用各种方法来获得 (2.10) 的近似表达式,但较简单而适当的近似表达式可取如下形式:

$$Y = \frac{1}{6} \varepsilon X^3 + \frac{1}{2} \kappa_0 X^2 + CX \quad (2.13)$$

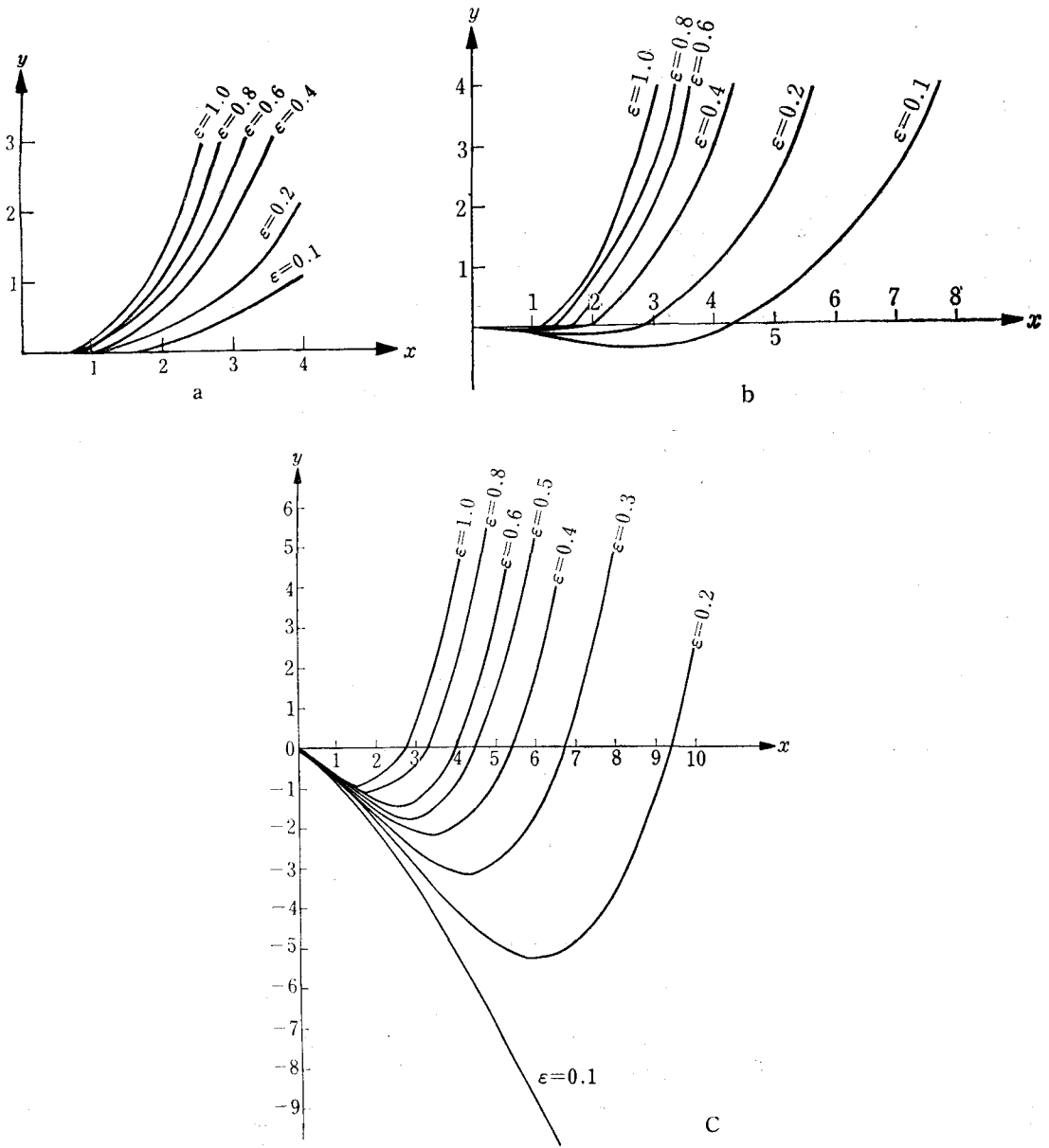


图 4 在倾斜海底的大陆架上,当动量通量为常量时,射形流路径的型式

a. $\kappa_0 = 0, Y'(0) = 0$; b. $\kappa_0 = -0.1, Y'(0) = -0.1$; c. $\kappa_0 = -0.5, Y'(0) = -0.5$.

由此可见,射形流的路径方程可以用一组三次抛物线来近似地表示。图 4 绘出了在这种情况下射形流路径的几种型式。由图 4 可见,射形流路径的性状与参量 ϵ (亦即与入海处的径流量 Q_0)、河口口门的斜率 $Y'(0)$ 及曲率 κ_0 有密切的关系。从图 4a 可以看出,如果河流是平直的,并且其口门处的航道与海岸保持垂直,那么射形流一出口门就立即开始向左转向,且其转向点即为口门原点处。图 4b 相当于在河流口门处主航道的倾角 $5-6^\circ$ 的情况。图 4b 表明,虽然在离口门不远的距离内,射形流具有略微偏南的路径,但在此范围之外,其路径却不断地向左转向,即由东南东转变为朝向东北。图 4c 是口门处主

航道倾角 -26° — -27° 的情况。由此可看出射形流的路径具有如下特征：(1) 如果 $\varepsilon \leq 0.1$, 射形流的路径则向着东南、甚至东南偏南的, 亦即在冲淡水的区域内, 不出现向左转向; (2) 如果 $\varepsilon > 0.1$, 则射形流的路径就开始出现先东南然后又急剧地转向东北的特征, 并且其转向点的位置随着 ε 的增加而不断地向着河口口门靠近(参见表 2); (3) 式 (2.12) 已表明, 转向点的存在与否取决于条件 $\kappa_0^2 > 2\varepsilon Y'(0)/\sqrt{1-Y'^2(0)}$, 亦即当此式不成立时, 转向点就不存在。但图 4c 则表明, 当取 $\varepsilon = 0.1$ 时, 虽然式 (2.12) 仍表示有转向点, 但其位置实际上已在冲淡水区域以外, 也就是说, 冲淡水的主体事实上已不会向左转向。由此可见, 根据上面的讨论, 就可以给出估算这一临界流量的表达式:

$$Q_c = \alpha H K H_0 \bar{V}_0^2 / (f \varepsilon) \quad (2.14)$$

这里 Q_c 为有维量, H_0 和 \bar{V}_0 分别表示河口口门处的平均水深和平均流速。在 (2.14) 中, α 是无维系数, 严格说来它亦不是常量, 应随 κ_0 和 $Y'(0)$ 的变化而改变, 但在这一例子中, 可以取为 0.1—0.2。

表 2 转向点的位置变化

ε	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
X_T	5.9675	4.2409	3.3593	2.8192	2.4516	2.1839	1.9793	1.8172	1.6582
Y_T	-5.2645	-3.1311	-2.2334	-1.7474	-1.4439	-1.2380	-1.0883	-0.9746	-0.8853

三、讨论和结果

为考察所获得的解是否与长江冲淡水的实测路径的特征相符合, 我们先把上节中得到的射形流的路径(图 4) 与图 1 的实测盐舌轴线进行初步的比较。

从图 1 看出, 可以把实测的盐舌轴走向大致分为三种类型。第一种可称谓“旋即转向型”, 其特征是盐舌轴从口门附近开始就表现出向左转向, 并且随着纵向距离的增大, 其转向角愈益增加(如图 1 中的 4—6 三个月的轴线)。第二种称为“急剧转向型”的路径, 其特征是轴线在口门附近表现为东南向, 而后随着路径距离的增加又表现为急剧地转向东北(如图 1 中 7 月份的轴线)。第三种情况如图 1 中的 8、9 月份轴线所示, 可称为“徐缓转向型”的路径, 亦即轴线的走向虽有向左转向的趋势, 但其转向过程却十分缓慢。

另一方面, 与图 4 对比, 我们可以发现, 图 1 中所显示的冲淡水实测路径的三类特征, 在该图中已得到清楚的反映。图 4a 的曲线明显地表示了路径的“旋即转向型”特征; 而图 4b 的路径曲线则与“徐缓转向型”的路径相符; 至于图 4c 的曲线, 亦具有“急剧转向型”的路径型式。

当然, 这里的比较是极其粗略的、定性的, 尽管如此, 这一对比却已清楚地表明, 本文所得到的路径方程解与实测路径在性质上相当一致。至于结合长江冲淡水区的具体参量作定量的比较, 将在另文中给出。

这里需要讨论的是近似解 (2.13) 对于式 (2.10) 的適切性问题。为考察近似式 (2.13)

的適切性,我们对解析解(2.10)作了若干数值积分的例子¹⁾。这些例子表明,在河口外部的近岸段区域内,近似解(2.13)不仅与精确解(2.10)在性质上相一致,而且在量值上也比较接近。至于在近岸区的边界附近,在性质上,近似解与精确解仍然是一致的,但在量值上它们之间则有较大的差异。此外,我们也尝试用其他的近似式来改进式(2.13),例如,我们曾取用了较为复杂的近似式

$$Y = \frac{1}{6} \left(\varepsilon - \frac{3}{4} \varepsilon C^2 - \frac{3}{2} \kappa_0^2 C \right) X^3 + \frac{1}{2} \kappa_0 \left(1 - \frac{3}{4} C^2 \right) X^2 + C \left(1 - \frac{1}{4} C^2 \right) X$$

来进行计算。对上式的若干计算表明,尽管在某些情况下,要比(2.13)式更接近于精确解,但在另一些情况下却未必。总起来看,它并不比式(2.13)有多大的改进。因此可以说,在河口外近岸段的范围内,近似解(2.13)是适宜的。

至于临界流量的估算式(2.14),具有明显的经验性质。这一问题的关键在于如何确定河口外冲淡水近岸区的尺度。实测表明,如果把河口口门的平均宽度作为冲淡水近岸段的特征尺度 L ,那么大体上可以把 $10L$ 的尺度作为近岸区的尺度。这样,如在式(2.13)中取 $\varepsilon = 0.1$,那么图3b中的对应的路径曲线的转向点的坐标位置将为(11.045, -14.418)。这在事实上已超过了冲淡水近岸区的范围。因此,尽管式(2.14)不是以严格方式导出的,但当估算临界迳流量时,还是有用的。

这里还需要提出的是同时取 $M = 1$ 和 $Q = 1$ 是否合理的问题。当然在自然界中很难找到同时满足 $M = 1$ 和 $Q = 1$ 这两个条件的实际流场。在自由射流的理论和实验中,都有 $M = 1$,但 Q 则顺流而增加。Rossby^[8]曾指出:上述结果适用于在海洋中出现射流的区域。这样,在我们提出的射形流模式中,取 $M = 1$ 是合理的。另一方面,关于 M 和 Q 的矛盾问题,即使在射流理论中,也未被克服。在射形流中, $Q = 1$ 的假定的合理性问题取决于所研究的现象的尺度。在本文的模式中,严格地讲应取 $Q = Q(x)$,如对 $Q(x)$ 进行小参数展开(因为相对于整个海区,冲淡水近岸段的转向只是一种小尺度现象),则其第一项即为 $Q = 1$ 。这样,作为最简单的零阶结果,此假定应当是可以被接受的(尽管不是严格的),为使问题更符合实际起见,正在作 M 和 Q 不取为常量的工作。

综上所述,我们以洪水期长江冲淡水的路径为对象,建立了河口外浅海区正压射形流的路径方程,分析和讨论了路径方程的性质,并且获得了路径方程的某些特解,进而阐述了长江冲淡水实际路径的主要特征。概括说来,本文的主要结果如下。

1. 在水深为常量的情况下,如果河口本身是平直的,那么作为射形流的冲淡水的路径将为一直线,也就是说,冲淡水将沿着河口处的主航道方向一直向前。如果河口处的射形流有一初始曲率 κ_0 存在,则冲淡水的路径将是半径为 $1/\kappa_0$ 的圆。

2. 在水深不为常量的一般情况下,如果河流的迳流量小于某个临界迳流量,射形流就不会出现向左转向。否则,如果水深是在向海方向增加的,射形流则将随着其路径出现正的曲率增量,使其逐渐向左转向。

1) 当然,也可以通过把式(2.10)表示成若干椭圆函数来进行考察,但我们认为似无必要。

3. 如果海底为一倾斜的大陆架, 在迳流量大于临界流量且动量通量为常量的情况下, 那么, 入海后的冲淡水的路径将呈现出明显的向左转向的特征。这一特征实际上是某种地形波动的表现。

本模式的这些结果仅是初步的, 由于没有考虑冲淡水的斜压性、沿岸流的作用和风的影响, 使本文的结果有某些不足之处。但本文的结果表明, 用地形波动的理论来探讨射形流路径的性状较易于解释长江冲淡水实测路径的主要性状。

参 考 文 献

- [1] 毛汉礼, 甘子钧, 蓝淑芳, 1963. 长江冲淡水及其混合问题的初步探讨. 海洋与湖沼 **5**(3): 183—206.
- [2] 朱元鼎, 1958. 黄海和东海海洋状况和经济生物区系的综合报告. 太平洋西部渔业研究委员会第三次会议论文集. 16—18 页.
- [3] 管秉贤, 1962. 有关我国近海海流研究的若干问题. 海洋与湖沼 **4**(3—4): 121—141.
- [4] 宇田道隆, 1936. 日本海及其邻接海区之海况. 水产试验场报告, 91—151 页.
- [5] Beardsley, R. C., 1978. A Simple Theoretical model for the flow of an estuary onto a continental shelf. *J. G. R.* **83**(2): 873—883.
- [6] Goldstein, S. (ed.), 1938. *Modern Developments in Fluid Mechanics*. Oxford Press, VI, p. 119.
- [7] Robinson, A. R. and P. P. Niiler, 1967. The theory of free inertial currents. I. path and structure. *Tellus* **19**(2): 269—291.
- [8] Rossby, C. G., 1936. Dynamics of steady currents in the light of experimental fluid mechanics. *Papers in Physical Oceanography and Meteorology, Mass Inst. Tech. and Woods Hole Inst.* **5**(1): 43.
- [9] Stoker, J. J., 1957. *Water Waves*. Interscience Publisher, Inc. New York. pp. 19—32.
- [10] Takano, K., 1954. On the velocity distribution off the mouth of a river. *Journ. Oceanogr. Soc. Japan* **10**(2): 60—64.
- [11] Warren, B. A., 1963. Topographical influences on the path of the gulf stream. *Tellus* **15**(2): 167—183.

A PRELIMINARY STUDY OF THE PATH OF THE CHANGJIANG DILUTED WATER

I. MODEL*

Le Kentang

(Institute of Oceanology, Academia Sinica)

ABSTRACT

A barotropic path equation for a jet-like current in shallow water is established and used to describe the variation of the path of the CDW. The solution of the equation shows that it is easy to explain the behavior of the path of the CDW and its turning by means of properties of certain topographic waves in shallow sea with variable depths. The main results presented in this paper are as follows. (1) In the case of constant depth, the path of the diluted water as a jet-like current will be straight if the estuary is a straight one. (2) If the depth is variable and the run-off discharge of the river is less than its critical discharge, then its diluted water will not turn left. (3) If the bottom is a sloping continental shelf and the momentum flux of the jet-like current off the estuary is a constant, the path of the diluted water will be of the feature of left-turning when the run-off discharge is greater than its critical discharge. These results are consistent in certain degree with observed paths in the near-section of the CDW during flood.

* Contribution No. 962 from the Institute of Oceanology, Academia Sinica.