

# 乌鲁木齐河源1号冰川流线的研究

陈克恭

(中国科学院兰州冰川冻土研究所)

**摘要** 为研究我国大陆型冰川的动力学特征和对气候变化的关系,本文基于 Nye 理论,通过考虑山谷壁对冰流的影响,在假定冰川处于等温均质、稳定状态的条件下,模拟计算了天山乌鲁木齐河源1号冰川东支的流线,给出了沿主流线方向冰川内部冰流的流程图和相应的等年龄图。

**关键词** 流线 流程图 等年龄线 年层厚度

## 1 前言

解释冰川流动的内部机制一直是冰川学传统的、重要的研究课题之一。然而冰川的演变是极其缓慢的,其时间和空间尺度如此之大以致于无法进行直接实验,因此可以说冰川动力学模型的引入,才使我们有可能模拟冰川的演变过程,重建时过境迁的气候因子。尤其自70年代以来,在流速场的基础上广泛开展了对流线的研究,用流线去解释深孔岩芯资料、鉴定冰流年代、计算冰川的年层厚度。然而,国外冰川内部流线的研究区域大多集中在南极冰盖和格陵兰冰盖,有关山岳冰川的报道则极少。我国是一个山岳冰川发育最广的国家之一,王文梯、曹梅盛分别于1983年和1985年首次从频率响应和冰通量守恒的角度分析计算了1号冰川对气候的响应和变化。但尚未进行过冰川内部流线的研究。故笔者基于 Nye (1957)的流动理论模型,模拟计算了1号冰川东支的流线,可望能够得到该冰川的流动过程图和相应的时间范围,以解释山岳冰川流动的基本规律。

1号冰川分为东、西两支,因东支坡度较缓,冰川主流线基本与几何轴线一致,故选该支冰川为算例,在二维平面应变和冰川均质等温的假设条件下沿冰川主流线方向进行计算。

## 2 流线研究的理论及模型

### 2.1 一般理论

冰质点随着时间延续在空间位置的轨迹应是迹线,而不是流线(按其习惯,本文中仍称流线)。在非稳定场中,这是一个瞬时流线图;在稳定态中,剔去时间变量  $t$ ,即用瞬间的状态来代表永恒的状态,其方程为:

$$\frac{dx}{u(x,y,z)} = \frac{dy}{v(x,y,z)} = \frac{dz}{w(x,y,z)}$$

式中:  $u$ 、 $v$ 、 $w$  分别为  $x$ 、 $y$ 、 $z$  三个方向上的运动速度分量。当仅考虑二维平面的流线时 (即按右手系坐标, 空间各点的速度仅与  $x$ 、 $y$  有关, 与  $z$  方向无关), 则方程变为:

$$\frac{dx}{u(x,y)} = \frac{dy}{v(x,y)} \quad (1)$$

这是一组两个一阶的微分方程, 其解为:

$$f(x,y,c) = 0 \quad (2)$$

取不同的  $c$  值, 便在  $xy$  平面上绘出了一组曲线, 这正是本文最后所期望得到的结果, 即冰川学上通常所谓的流线图。

又因

$$\frac{dx}{u(x,y)} = dt \quad (3)$$

故将式 (1) 的解代入式 (3) 并解之得:  $t = \varphi(x, c)$ , 取不同的  $c$  值, 便在  $xy$  平面上又画出了一组曲线, 这就是通常所说的等年龄线。

至此, 问题归结为寻找一个  $u$  和  $v$  的表达式, 实际上就是构造出一个描写冰川内部二维速度场的数学模型。

## 2.2 模型及其解式

根据 Nye (1957) 的模型, 取一停留在粗糙基岩面上厚度为  $h$ , 倾角为  $\alpha$ , 其宽与  $h$  相比足够大的冰块为初步模型, 使其上表面的顶点为坐标原点, 冰面为  $ox$  轴, 正方向沿坡度最大处;  $oy$  轴垂直于冰面, 向下为正; 取  $oz$  轴垂直于  $xy$  平面, 使  $g_z = 0$ 。由于宽度与  $h$  相比足够大, 故且暂不考虑山谷壁的影响, 把运动完全限于  $xy$  平面上, 使问题变为一个二维平面应变的问题来讨论, 如图 1 所示。Nye 1957 年求算的应力分布解为:

$$\begin{cases} g_x = g \sin \alpha \\ g_y = g \cos \alpha \\ \sigma_x = -\rho g_y y \pm 2\sqrt{\tau^2 - (\rho g_x y)^2} \\ \sigma_y = -\rho g_y y \\ \tau_{xy} = -\rho g_x y \end{cases} \quad (4)$$

在求速度解时, 假定  $\frac{\partial v}{\partial x} = 0$ , 这对于底部边界处  $v \approx 0$ 、倾角变化较小 ( $\alpha - \beta \approx 0$ ) 的坚硬基岩来说也是合理的 (这并不意味着  $u_b = 0$ )。有了这个假定条件, 应用连续性方程和有关的塑性流定律, 并代入已得的应力解, 即可求出其速度解 (Nye, 1957)。

$$\frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{\partial v}{\partial y} = \pm \lambda \sqrt{\tau^2 - (\rho g_x y)^2}$$

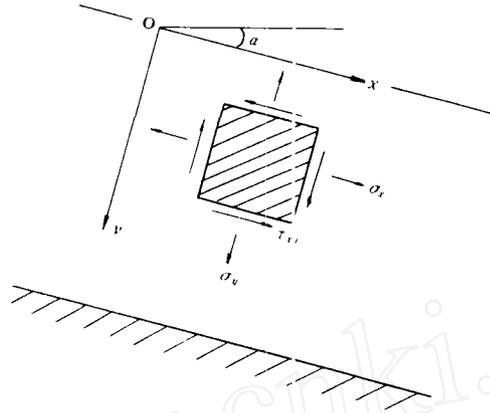


图 1 模型及平面应力分布图

Fig. 1 The model, showing notation and the positive sense of the stress components (Nye, 1957)

$$\frac{\partial u}{\partial y} = -2\lambda\rho g_x y \quad (5)$$

其中,  $\lambda$  是一个标量因子, 其值主要取决于空间位置, 约去式 (5) 中的  $\lambda$ , 得出:

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \pm \frac{2\rho g_x y}{\sqrt{\tau^2 - (\rho g_x y)^2}} \frac{\partial v}{\partial y} \quad (6)$$

就式(6)对  $x$  微分, 并代入假设条件, 由式(5)的关系可有  $\frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} = 0$  和  $\frac{\partial^2 v}{\partial y^2} = 0$ , 从而得出:

$$v = a_1(y - h) + a_2, \text{ 此处 } a_1 = \frac{\partial v}{\partial y}, \text{ 则式(6)变为 } \frac{\partial u}{\partial y} = \pm \frac{2a_1 \rho g_x y}{\sqrt{\tau^2 - (\rho g_x y)^2}}; \text{ 积分得出:}$$

$$u = -a_1 x \pm 2a_1 \rho g_x \int_0^y \frac{y dy}{\sqrt{\tau^2 - (\rho g_x y)^2}} + u_0,$$

该处  $u_0$  为坐标原点处的速度。由方程式 (5) 可得出:

$$\lambda = \mp \frac{a_1}{\sqrt{\tau^2 - (\rho g_x y)^2}},$$

因  $\lambda$  恒为正值, 故定义:  $a_1 = \mp r$ 。又因  $\frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{\partial v}{\partial y}$ , 则经向应变率  $\frac{\partial u}{\partial x} = \pm r$ ; 无疑, 此时冰面上距原点  $x$  处的速度  $u_s = \pm rx + u_0$ 。同时若假定冰流定律为  $\dot{\epsilon} = f(\tau)$ 。且应用  $\lambda$  值, 则速度解有如下形式 (Nye, 1957):

$$\begin{aligned} u &= u_s - 2\rho g_x \int_0^y \frac{f(\tau)}{\tau} y dy \\ v &= \pm r(h - y) + a_2 \end{aligned} \quad (7)$$

Glen (1955) 通过对多晶冰的实验室测试, 提出冰体的变形介于塑性流和牛顿液体之间, 其表达式为:

$$\dot{\epsilon} = A\tau^n \quad (8)$$

$A$  满足阿尔亨尼阿斯关系式, 其值主要依赖于温度  $A = A_0 \exp(-Q/RT)$ ; 式中  $n$  值的确定范围很大, 随应力的变化,  $n$  值的变化范围可从 1.5 到 4.2 (Weertman, 1973), 一般在冰川研究中, 取其均值  $n=3$ , 并依不同温度的活化能求算相应温度的  $A$  值 (Paterson, 1981)。本文据此, 取式 (8) 中的  $n=3$ ,  $A$  值为相应温度的一个简单常量, 并代入式 (8) 得:

$$u = u_s - 2\rho g_x A \int_0^y \tau^2 y dy \quad (9)$$

然而从初始模型的假设条件中可以看出, 这个结果对于大冰盖还是比较理想的, 而应用于冰川时, 尤其是山谷冰川, 必须予以校正。故首先必须考虑冰川谷的作用, 在主流线上, 主要考虑校正  $\tau_{xy}$ , 即可, 即对横断面的不同情况, 在  $\tau_{xy}$  前加一个形态因子  $F$  即可 (Nye, 1965c); 其二对真实冰川来说, 上、下面的倾角  $\alpha$  和  $\beta$  不可能一样, 故需考虑在应力和速度解中用哪一个倾角值较为合理, Nye 于 1952 年曾证明当  $\alpha$  和  $\beta$  都较小时, 冰川的应力解和速度解主要依赖于表面倾角值 (Nye, 1952a)。最后有关速度解  $v$  中  $a_2$  的确定, 如果底部是冻结的, 那也就不存在任何问题,  $a_2$  必然为零; 如果底部存在一个  $u_b$  值, 无论是由何种机制所致, 当  $\alpha$  和  $\beta$  不等时, 必存在一个不为零的  $v_b$  值 (当  $\alpha=\beta$  时, 底部边界处  $v_b=0$ , 类似于层流)。但无论怎样, 底部合速度理应平行于基底, 即垂直于基底的速度分量必为零 (假定基底为坚硬基岩): 即

$$v_b \cos(\alpha - \beta) + u_b \sin(\alpha - \beta) = 0,$$

取  $(\alpha - \beta)$  为小角度, 则

$$v_b = u_b \operatorname{tg}(\beta - \alpha),$$

得

$$v_b = u_b (\beta - \alpha).$$

综上所述三种校正, 使式 (7) 变为:

$$\begin{aligned} u &= u_s - 2\rho g A \sin\alpha \int_0^y \tau^2 y dy \\ v &= \pm r(h - y) + u_b (\beta - \alpha) \end{aligned} \quad (10)$$

有关经向应变率 ( $\dot{\epsilon}_x = \pm r$ ) 一直被看作是一个经验参数, 实际中大多是从冰川表面的直接测量中获得的, 由这种方法所得的结果往往是不尽人意的, 因为事实上  $\dot{\epsilon}_x$  随深度的变化并非为常数。因此在理论模型中, 总是去寻找一个整体厚度上的平均应变率  $\langle \dot{\epsilon}_x \rangle$ 。由平面应变率的不可压缩性得出:  $\dot{\epsilon}_x = -\dot{\epsilon}_y$ , 又因在理论上视  $\dot{\epsilon}$  为一个常数  $\pm r$ , 这意味着速度分量  $v$  与  $y$  之间是一种线性关系, 故而对它积分,

$$\int_0^h \dot{\epsilon}_x dy = - \int_0^h \frac{\partial v}{\partial y} dy,$$

得出  $h \langle \dot{\epsilon}_x \rangle = v_s - v_b$ , 又因  $v_b = u_b (\beta - \alpha)$ ,

则  $\langle \dot{\epsilon}_x \rangle = \pm r = \frac{v_s - u_b (\beta - \alpha)}{h}$ , 当  $(\beta - \alpha)$  为小角度时,  $\pm r = \frac{v_s}{h}$ , 可见  $r$  的正负主

要取决于由冰面上积雪状况决定的  $v_s$  值。

在一个积消年度内, 若无消融的话, 冰川表面理应抬升  $-v_s$  值 (正方向向下); 但事实上, 在消融区, 一个年度内总是要剥去一层厚度等于物质平衡值  $b$  的冰层, 因此一年内冰面上厚度的变化  $\Delta h = b - v_s$ , 若认为冰川处于稳定状态, 即  $\frac{\Delta h}{\Delta t} = 0$ , 则  $v_s = b$ , 代入式 (10) 得:

$$\begin{aligned} u &= u_s - 2\rho g A \sin\alpha \int_0^y \tau^2 y dy \\ v &= b(1 - \frac{y}{h}) + u_b(\beta - \alpha) \end{aligned} \quad (11)$$

当  $y = h$ ,  $u = u_b$  时, 则

$$u_s - u_b = 2A\rho g \sin\alpha \int_0^h \tau^2 y dy \quad (y = h),$$

与式 (11) 合并得:

$$\begin{aligned} u &= u_s \left(1 - \frac{\int_0^y \tau^2 y dy}{\int_0^h \tau^2 y dy}\right) + u_b \frac{\int_0^y \tau^2 y dy}{\int_0^h \tau^2 y dy} \\ v &= b(1 - \frac{y}{h}) + u_b(\beta - \alpha) \end{aligned} \quad (12)$$

其中  $\tau^2$  可由有效应变率  $\dot{\epsilon}$  与有效剪应力  $\tau$  之间的线性关系 ( $\dot{\epsilon} = \lambda\tau$ ) 得:

$$\tau^6 - \tau_{xy}^2 \tau^4 - \left(\frac{b}{Ah}\right) = 0,$$

解之:

$$\tau^2 = \left[\left(\frac{a^3 c}{27} + \frac{c^2}{4}\right)^{\frac{1}{2}} - \left(\frac{a^3}{27} + \frac{c}{2}\right)^{\frac{1}{3}}\right] - \left[\left(\frac{a^3 c}{27} + \frac{c^2}{4}\right)^{\frac{1}{2}} + \left(\frac{a^3}{27} + \frac{c}{2}\right)^{\frac{1}{3}}\right] - \frac{a}{3} \quad (13)$$

式中,

$$a = -\tau_{xy}^2 = -(F\rho g y \sin\alpha)^{\frac{1}{2}}, \quad c = -\left(\frac{b}{Ah}\right)^2.$$

### 3 模拟计算

现已得到一个稳定状态下沿冰川主流线上计算内部速度  $u$  和  $v$  的模型, 并以乌鲁木齐河源 1 号东支冰川为算例进行模拟计算。

#### 3.1 物质平衡 $b$ 和表面速度 $u_s$

1 号冰川的物质平衡值和运动速度值同取自花杆测量, 从粒雪盆 H 点至冰舌端 A 点全长 1700 m 共计 8 个剖面。本文取 1981--1982 年度的平衡值为模拟计算的基准值, 作为 1 号冰川东支过去历史的收支平衡值和今后可能长期维持的平衡量值, H 剖

面以上据等值线图取其加权平均值, 其平均值  $b = 341.7$  (mm) (张金华等, 1984)。同时取 1979 年至 1987 年 8 个剖面上主流线上的 8 年连续观测的水平速度分量  $u_{xy}$  的平均值为冰川表面运动速度的输入值<sup>①</sup> (孙作哲等, 1985)。

### 3.2 冰川形态及测厚资料

1981 年钱嵩林等在该冰川上进行了 7 条横剖面 and 一条纵剖面的雷达测厚, 本文应用了 7 条横剖面的资料进行了回归分析, 得知山谷形态近似于抛物线型, 且根据不同的  $W$  值 (半宽 / 中线上的厚度), 求出其相应的冰川形态因子  $F$  值 (Paterson, 1981), 同时依纵剖面的资料得出沿主流线方向冰川的厚度剖面作为厚度输入值 (钱嵩林等, 1981)。

### 3.3 $A$ 值的选取

严格地讲冰流定律中的参数  $A$  是随时空变化的, 但主要是受温度变化的影响, 故一般以不同的温度选取相应的  $A$  值。Paterson (1981) 建议在冰川和冰盖的流动计算中, 一般选取  $-10^{\circ}\text{C}$  所对应的  $A$  值 ( $5.2 \times 10^{-16} \text{ s}^{-1}(\text{kPa})^{-3}$ ) 为最佳, 但不要超过该冰川的最低温度。蔡保林 (1987) 对 1 号东支冰川温度的研究表明, 该冰川的最低温度出现在活动层, 其值不超过  $-8^{\circ}\text{C}$ , 故本文选取  $-5^{\circ}\text{C}$  和  $-10^{\circ}\text{C}$  所对应的  $A$  值的平均值为该算例的输入参数 ( $A = 1.1 \times 10^{-15} \text{ s}^{-1}(\text{kPa})^{-3} = 3.47 \times 10^{-17} \text{ a}^{-1} \text{ Pa}^{-3}$ )。

### 3.4 底部边界处 $u_b$ 的选取

理论上讲, 知道了表面速度  $u_s$ , 就可以据式 (9) 推算  $u_b$  值, 但事实上, 这种推算是很不可信的 (Nye, 1952a), 因为假定  $\tau_{xy}$  随  $y$  的变化关系是线性的必是过份简单化了, 重力分量也不可能完全与底部剪力  $\tau_b$  达到真正的平衡;  $A$  和  $n$  值的选取也不可能完全与所考虑的冰川温度和诸参数值相匹配, 所以如何得到一个理想的  $u_b$  值至今仍是冰川学上尚待解决的一大难题。目前所有的一此滑动理论也往往是片面的或是互相矛盾的 (Paterson, 1981)。我国学者自 1980 年在 1 号冰川开掘冰洞以来, 就底部滑动问题作了大量工作并已取得了相当进展 (黄茂桓等, 1985; K. 埃克尔迈依等, 1987)。然而事实上滑动速度的变化范围远比内部变形的变化范围要大得多, 也就是说同一冰川上不同位置处的滑动速度相差悬殊甚大, 故而某一处的滑动速度远不足以代表整个冰川的滑动状态。但一般说来, 仅当底部达到融点时方有滑动 (Paterson, 1984)。据深钻孔温度观测的初步研究结果得知, 1 号冰川东支底部没有消融或消融甚微<sup>②</sup>。由此本文近似地选取底部边界处  $u_b = 0$ 。

综上给出表 1, 将其作为模拟计算的输入值, 在 STM 微机上按方程 (12) 和 (1) 的关系进行计算, 得出图 2。

①杨长泰, 尤根祥, 运动速度观测记录本 (1985—1987年)。

②蔡保林, 1989, 1号冰川温度场的深钻孔研究与模拟计算 (待刊)。

表 1 1 号冰川动力学计算原始数据表

Table 1 The input data of dynamics computation on No.1 Glacier

项 目	距 离 S(m)	表面速度 $u_i(\text{m/a})$	物质平衡 $B(\text{m/a})$	厚 度 H(m)	形态因子 F	冰面高度 E(m)	冰面坡度 AV
H	0	3.01	0.140	78	0.5455	4053	0.291
G	300	4.51	0.060	94	0.5455	4007	0.198
F	500	5.05	-0.0417	123	0.5455	3967	0.207
E	690	5.46	-0.163	129	0.5455	3934	0.168
D	1070	5.67	-0.645	123	0.646	3896	0.118
C	1350	5.65	-1.101	85	0.646	3846	0.198
B	1530	5.53	-1.488	65	0.646	3810	0.195
A	1700	3.36	-2.031	29	0.646	3770	0.226

## 4 结果分析及讨论

### 4.1 结 论

(1) 1 号冰川东支在稳定状态 ( $dh/dt=0$ ) 的假设条件下, 以目前的冰川规模和物质平衡量为准, 其流线如图 2 所示。

(2) 以目前的物质平衡量为准, 冰质点从距冰舌末端 1700 m 处的 H 剖面起流完全

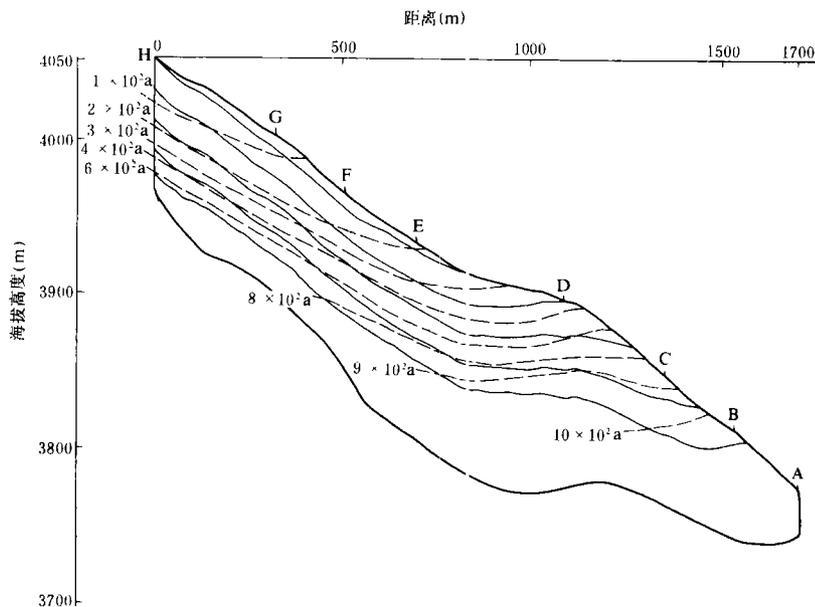


图 2 1 号冰川东支主流线方向的流线图

(实线为冰质点的流动轨迹, 虚线为等龄线)

Fig. 2 The particle path and the age profile along the main flow line on the No. 1 Glacier

(The full line is particle path, the dashed line is ages)

程至少需要 400 年; 末端冰年龄在 1 000 年以上。

(3) 目前该冰川的积累量比该冰川现有规模所需的积累量要小, 即目前的积累量不能维持该冰川的现有规模; 若今后仍保持目前的积累量, 则模拟结果表明, 该冰川将退后约 230 m (以 80 年的末端位置为准)。

(4) H 剖面处冰川表层 (约 25 m 深) 的平均年层厚度为 0.3 m 左右, 约是底层的四倍多。

(5) 从式 (12)  $v=b(1-y/h)$  看出: 冰川的年层厚度不仅与物质平衡值  $b$  成正比, 同时也与冰川的厚度成正比; 即对于降水量同一, 但厚度不等的冰川, 同一深度处的年层厚度必不等。

## 4.2 结果分析

前面已假定冰川处于稳定状态 (即  $dh/dt=0$ ) 在此条件下的轨迹方程为

$$\frac{dx}{u(x,y)} = \frac{dy}{v(x,y)},$$

其解为  $f(x, y, c) = 0$ , 解中的常变量  $c$  是由作为不同输入值的诸参数所决定的。从方程 (12) 中可以看出, 其中一个最主要的因素是物质平衡值  $b$  的取法, 就是说不同的  $b$  值在  $xy$  平面上对应着一组不同的轨迹线。在这个轨迹图的范围, 保证  $dh/dt=0$ , 我们称此为狭义的稳定状态。为了维持这种稳定, 冰川的运动在积累区必有一个向下的运动分量, 以保持继续积累, 在消融区, 必有一向上的运动分量以补偿消融。若考虑一个垂直于流线方向的剖面, 那么在积累区通过这个剖面的年冰流量一定等于该剖面以上整个面上全年的积累量  $B_c$ , 通过该剖面的流量应等于流线末端与该剖面之间冰体的年损失量  $B_a$ 。换句话说, 此处保证  $dh/dt=0$  的条件就是保证  $B_c=B_a$ , 然而不同的  $B_c$  值对应着一个大小不等的冰流量和流程图。

1 号冰川今天的形态和规模是历史上的一个系列累积  $B_c$  值所决定、所养育的。本文模拟计算所得的结果是来自于近期的  $B_c$  值。如图 2 所示, 该图中的流线达不到冰舌末端, 且底部有一个空带, 这反映了近期的  $B_c$  值达不到历史上生造该冰川目前规模所需的  $B_c$  值, 即目前的冰流量比该冰川现有规模所需的冰流量要小。

## 4.3 讨 论

真实冰川体内上升流和下降流的作用形成了冰川所拥有的特殊的流动方式, 这种流动方式使冰川体内各项物理特征的分布规律更为复杂, 因此本文计算中视整个冰川为等温、均质的各向同性体的假定显然是粗糙的, 由此而引起流动定律中  $A$  的取值已隐含着不可忽视的初始误差。有关底部滑动速度以底部温度取值的方法目前仍有争议, 王仲祥等人认为, 由于底部岩屑的作用, 当温度低于融点时, 仍有滑动。更为重要的是, 本文假定中隐含着底部基岩面上的摩擦力全然与上覆冰的重力分量相平衡, 而实际情况要比式 (12) 所表示的复杂得多, 况且  $\partial \sigma_x' / \partial x = 0$  的取法对山谷冰川来说实在有点勉强, 综上可看出: 该项工作的完满结果首先亟待于突破有关底部边界条件的研究, 建立起一个能够表达滑动速度、底部剪力和冰床诸特征的模式, 有了这个模式, 就可应用数

值方法来求算实际冰体中三维状态下的复杂应力以及速度分布, 在技术上利用有限元方法, 通过网络逼近来考虑冰川内部由于冰温和冰结构的变化所引起的流动参数的变化, 最后得到一个同时考虑了物质流和能量流的流动模型。

致谢: 本文曾作为作者的硕士论文, 得到了黄茂桓教授和王文悌老师的悉心指导; 在天山站收集资料数据期间, 杨长泰、王纯足、王新中等曾给予热情的指导和帮助, 在此一并表示谢意。

### 参 考 文 献

- 孙作哲等 (1985): 天山乌鲁木齐河源 1 号冰川的运动特征. 冰川冻土, 7 (1): 27—40.
- 张金华等 (1984): 乌鲁木齐河源 1 号冰川积累与消融. 天山冰川站年报, (2): 7—17.
- 黄茂桓等 (1985): 天山乌鲁木齐河源 1 号冰川底部应变和应力观测研究. 冰川冻土, 7 (4): 305—314.
- 钱嵩林、沈颖 (1981): 乌鲁木齐河源冰川的雷达测厚. 天山冰川站年报, (1): 70—71.
- 蔡保林等 (1987): 乌鲁木齐河源 1 号冰川深孔温度的初步研究. 科学通报, 32 (22): 1732—1733.
- K. 埃克尔迈依等 (1987): 融点下基底滑动和底碛变形的直接观察. 冰川冻土, 9 (2): 118.
- Glen, J. W. (1955): The creep of polycrystalline ice. Proc. Roy. Soc. A228. 519—538.
- Nye, J. F. (1952a): The mechanics of glacier flow. J. Glaciol., 2(12): 82—94.
- Nye, J. F. (1965c): The flow of a glacier in a channel of rectangular, elliptic or parabolic cross-section. J. Glaciol., 5, 661—690.
- Nye, J. F. (1957): The distribution of stress and velocity in glaciers and ice-sheets. Proc. Roy. Soc. A(239), 113—133.
- Paterson, W. S. B. (1981): The physics of glaciers 2nd Edition Pergamon press, 84—85.
- Paterson, W. S. B. (1984): Glaciology, Encyclopedic of physical science and technology. Vol. 6. P. 250.
- Weertman, J. (1973): Creep of ice Physics and Chemistry of ice. Royal Society of Canada, Ottawa, P. 320—337.

## The Research of Flow Lines on the No. 1 Glacier at the Head of the Urumqi River

Chen Kegun

(Lanzhou Institute of Glaciology and Geocryology, Chinese Academy of Sciences)

### Abstract

For studying dynamics and stability of continental type glacier, the paper uses the steady-state assumption based on the theory of Nye and gives the results of the computation of the flow lines, i. e., partial paths and the age profile of Glacier No. 1. The results show the present ice flux of this glacier is less than it should have. According to the present accumulation, it take 400 years for ice to flow from H profile away 1700 m from terminus.

**Key words:** flow lines, particle path, isochron, annual layer