

上,这个样本的 $\langle v_{\text{los}} \times \text{sign}(l) \rangle$ 的平均值与 Nakada *et al.* 和 de Lintell-Hekkert *et al.* 研究的 IRAS 选 OH/IR 星样本的平均值非常相似,尽管 Lindqvist *et al.* 的样本比 IRAS 选巡天在 $|l|$ 上 ($|l| < 1^\circ$) 覆盖的范围更小。

如果核球恒星的横向速度超过 100 km s^{-1} , 那么它们的自行就应该可以测量: 距离 $R_0 = 8 \text{ kpc}$ 处 120 km s^{-1} 的速度给出的自行为 3.1 mas yr^{-1} 。Spaenhauer, Jones & Whitford (1992) 测量了巴德窗内 429 颗恒星的自行。为了使样本中包含该区域内的所有 K 型和 M 型巨星,^[7] 选择这些样本星时都使其满足 $B - V > 1.4$ 。Spaenhauer *et al.* 测量的自行是相对的,也就是说,样本的平均自行是未知的。样本内 μ_l 和 μ_b 的弥散为 $(\sigma_l, \sigma_b) = (3.2 \pm 0.1, 2.8 \pm 0.1) \text{ mas yr}^{-1}$ 。暗于 $B = 18$ 的子样本有一个略微较大的弥散。样本中的任何盘星都应该是距离较近的,因此大部分都亮于 $B = 18$, 这个结果意味着盘族的污染不是一个主要的问题。视向速度和横向速度弥散之间大体一致表明,核球内任何速度的各向异性都是次要的。然而,这并不表示核球内的速度椭球(参见以下内容)是各向同性的,因为在大多数地方,这些椭球并没有对准巴德窗和 l, b 方向。

10.3 太阳附近恒星的运动学

10.3.1 太阳运动

现在我们填补第二章和第九章略去的一些知识缺陷: 确定太阳相对于 LSR 的速度。完成这个计划的策略如下。我们证认一系列光谱相似的各种类型的恒星——gK 星, dM 星等等; 然后确定太阳相对于各种类型星的平均速度的速度。每一个这样的速度都被称为相对于那种类型的恒星的太阳运动。我们会发现太阳运动随着所研究的恒星光谱型系统地变化, 并且 LSR 的速度可以从这种系统的变化中推断出来。

太阳运动可以从视向速度或自行中确定出来——参见 Jaschek & Valbousquet (1991) 和 Dehnen & Binney (1998a) 最近用各种方法对这种运动的测定。为了说明这一点, 令 \mathbf{v} 为在某一给定的光谱型恒星的静止系中某一天体的速度; 在该系统中, 太阳速度为 \mathbf{v}_\odot , 这种类型恒星速

度分量 v_i 的平均值为零。第 k 颗恒星的日心速度为 $u_k = \mathbf{v}_k - \mathbf{v}_\odot$, 因此, 由方程(2.23), 我们可以得到它的视向速度

$$v_{\text{los}k} = \hat{\mathbf{x}}_k \cdot \mathbf{v}_k - v_\odot \cos \psi_k, \quad (10.7)$$

其中 $\hat{\mathbf{x}}_k$ 为从太阳指向恒星的单位矢量, ψ_k 是该矢量与 \mathbf{v}_\odot 之间的夹角。将方程(10.7)对几乎在同一方向 $\hat{\mathbf{x}}$ 上看见的许多恒星进行平均, 可以得到 $\hat{\mathbf{x}}_k$ 。平均说来, \mathbf{v}_k 近似为零, 因为从结构上讲, \mathbf{v}_k 的平均值为零, 对所有的恒星 $\hat{\mathbf{x}}_k \approx \hat{\mathbf{x}}$ 。因此

$$\langle v_{\text{los}} \rangle \approx -v_\odot \cos \psi \quad (10.8)$$

该方程表明: 当 $\hat{\mathbf{x}}$ 指向 \mathbf{v}_\odot 的反方向时 ($\psi = 180^\circ$), 平均的视向速度最大, 当 $\hat{\mathbf{x}}$ 与 \mathbf{v}_\odot 平行时 ($\psi = 0$), 平均视向速度值最小——平均说来, 在该方向上, 太阳逐渐接近恒星, 因此它们倾向于视向速度为负。 \mathbf{v}_\odot 方向称为太阳运动的向点, 反方向称为太阳运动的背点。

现在假定我们希望由自行来确定 \mathbf{v}_\odot 。对某一颗恒星的自行, 我们将方程(2.19)对 $\hat{\mathbf{x}}$ 方向附近的该种类型的许多恒星进行平均, 所有的这些恒星都近似位于距离 d 外, 因此: $|\mathbf{x}_k| \approx d$:

$$\begin{aligned} \langle \mu \rangle &= \left\langle \frac{((\mathbf{v}_k - \mathbf{v}_\odot) \times \hat{\mathbf{x}}_k) \times \hat{\mathbf{x}}_k}{|\mathbf{x}_k|} \right\rangle \\ &\approx \frac{(\langle (\mathbf{v}_k - \mathbf{v}_\odot) \rangle \times \hat{\mathbf{x}}) \times \hat{\mathbf{x}}}{d} \\ &= -\frac{1}{d} (\mathbf{v}_\odot \times \hat{\mathbf{x}}) \times \hat{\mathbf{x}} \\ &= \frac{1}{d} (\mathbf{v}_\odot - v_\odot \cos \psi \hat{\mathbf{x}}). \end{aligned} \quad (10.9)$$

从方程(10.9)我们可以导出物理上明显的事实, 即某种光谱型的成员星的平均自行在太阳运动的向点或背点方向 ($\psi = 0, 180^\circ$) 变为零, 而在垂直方向 ($\psi = 90^\circ$) 达到最大。而且, 如果我们进一步的将方程(10.9)对位于同一方向而不同距离 d 处的恒星进行平均, $\langle \mu \rangle$ 在向点和背点方向变为零的事实仍然是对的。因此, 太阳运动的方向可以从自行中推出, 即使我们不知道任何恒星距离。然而, 为了得到 \mathbf{v}_\odot 的大小, 对某个样本中的每颗恒星的距离进行估计是必不可少的。

Box 10.1 和习题 10.5 描述了一个大样本的恒星速度中获得太阳运动的技术方法。图 10.9 定义了一般对太阳附近空间进行运动学研究时所采用的坐标系。 x 方向指向银心, y 方向为银河系自转方向, z 方向指向北银极(NGP)。我们习惯上利用字母 U 、 V 和 W 来分别表示 v_x 、 v_y 和 v_z 。图 10.10 画出了相对于主序星而言的太阳运动的 U 、 V 、 W 分量, 这些主序星的视差已由依巴谷卫星准确确定。不同的颜色给出十分相似的 U_{\odot} 和 W_{\odot} 值, 因此对图 10.10 中的 U_{\odot} 和 W_{\odot} 的单个值进行平均, 我们就可以估计太阳运动相对于银心的径向和垂直分量。考虑到下面会出现的一些原因, 我们从平均值中排除了最蓝星的数据点, 发现这种运动的径向和垂直分量为

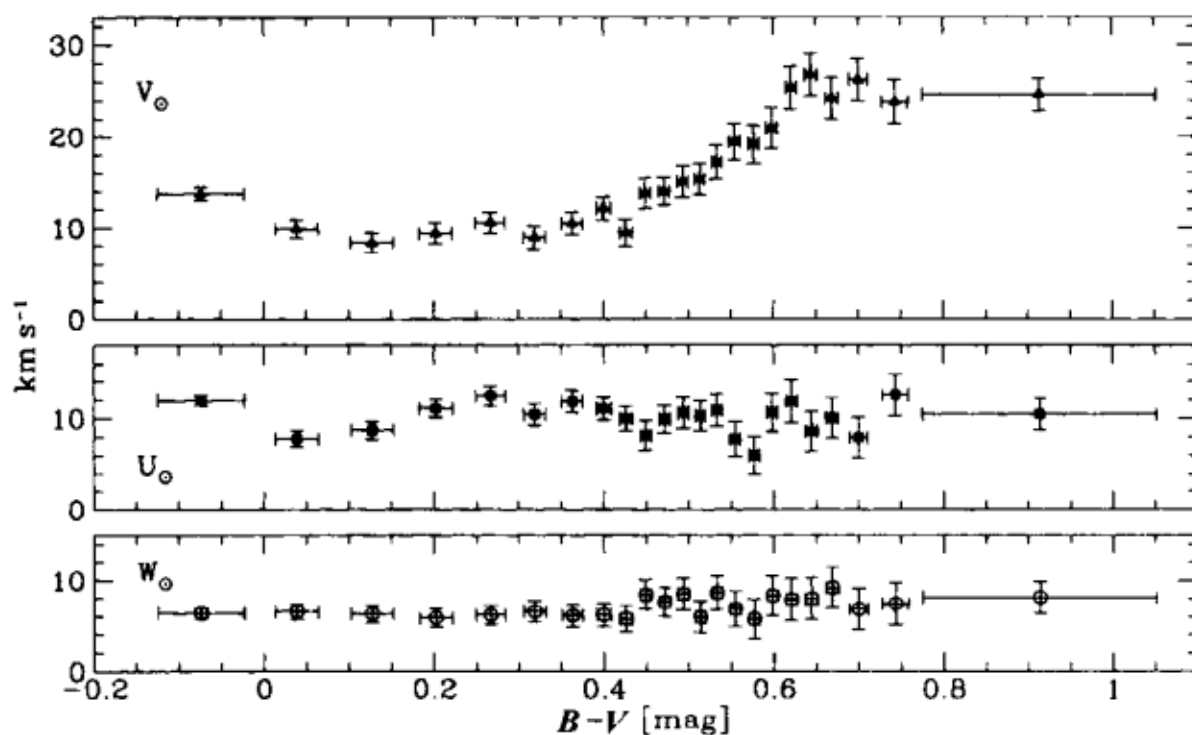
$$\begin{aligned} U_{\odot} &\equiv v_{\odot x} = 10.0 \pm 0.4 \text{ km s}^{-1}, \\ W_{\odot} &\equiv v_{\odot z} = 7.2 \pm 0.4 \text{ km s}^{-1}. \end{aligned} \quad (10.10)$$



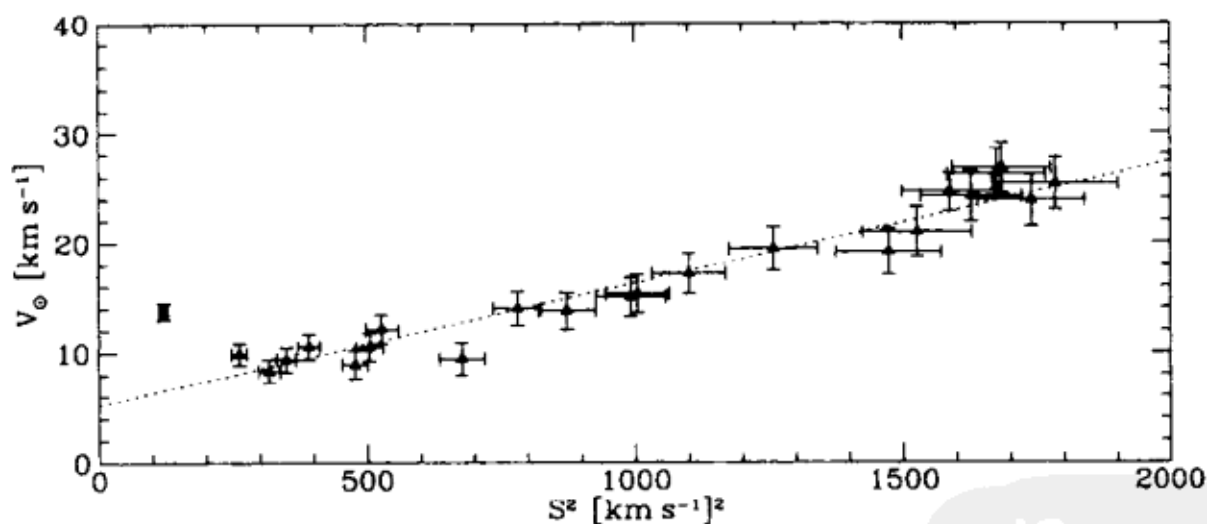
图 10.9 以太阳为中心的坐标系的定义

图 10.10 中, 明显地, 对于 $B - V < 0.61$, V_{\odot} 随着 $B - V$ 的增加而稳定增加, 而对 $B - V > 0.61$, V_{\odot} 独立于 $B - V$ 。图 10.11 表明对每一个恒星组, V_{\odot} 的这些变化都与随机速度的平方 S^2 线性相关(参见习题 10.5 对 S^2 的定义)。实际上, 理论预言了 V_{\odot} 对 S^2 的这种依赖[参见 BT 中的方程(4-35)]。图 10.11 中的直线显示了对数据的合适的线性拟合, 同样, 拟合时排除了最蓝星的数据点。从这条直线的 y 截距, 我们可以推出, 对于一个 $S^2 = 0$ 的假设的恒星类型, 有 $V_{\odot} = 5.2 \pm 0.6 \text{ km s}^{-1}$ 。§ 9.1 中, 我们定义局域静止标准(LSR)为一个虚构粒子在一个封闭轨道上的运动速度, 该轨道位于穿过太阳当前位置的平面内。因为在这种封闭轨道上运动的某一种类型的恒星有 $S^2 = 0$, 因此我们断定相对于 LSR, 太阳运动有 $V_{\odot} = 5.2 \pm 0.6 \text{ km s}^{-1}$ 。总而言之, 相对于 LSR 的太阳运动为

$$\left. \begin{aligned} U_{\odot} &= 10.0 \pm 0.4 \text{ km s}^{-1} \\ V_{\odot} &= 5.2 \pm 0.6 \text{ km s}^{-1} \\ W_{\odot} &= 7.2 \pm 0.4 \text{ km s}^{-1} \end{aligned} \right\} \Rightarrow |\mathbf{v}_{\odot}| = 13.4 \text{ km s}^{-1}. \quad (10.11)$$


 图 10.10 太阳运动的三个分量与 $B - V$ 的关系图

[取自 Dehnen & Binney (1998a)]


 图 10.11 相对于不同类型恒星的太阳运动的 V 分量,是每种类型恒星随机速度 S^2 的线性函数[取自 Dehnen & Binney(1998a)]

因此,太阳在远离银道面,向着银心并朝着北银极方向运动。它绕着银心的运动比它在圆轨道上的运动快。由此可以看出太阳当前正位于它的导引中心半径 R_g 内,并正接近轨道的近心点,但还没有到达[参见方程(9.7)和 BT 中的 § 3.3.3 对类似于太阳轨道的讨论]。

Box 10.1 由最小二乘法确定 v_{\odot}

从方程(10.8)和(10.9),我们不能立即明显地知道怎样从一套给定的数据中确定 v_{\odot} 。我们用视向速度的例子来说明这个问题——一个十分相似的方法对自行数据也适用(Dehnen & Binney 1998a)。我们一开始就将(10.7)改写成以下形式

$$\hat{\mathbf{x}}_k \cdot \mathbf{v}_k = \hat{\mathbf{x}}_k \cdot \mathbf{v}_{\odot} + v_{\text{los } k} \quad (k = 1, \dots, N)$$

这里我们假设观测了 N 颗恒星。这 N 个方程有无穷多个解,因为,如果 \mathbf{v}_k 和 \mathbf{v}_{\odot} 是它们的解,那么 $\mathbf{v}'_k \equiv \mathbf{v}_k + \bar{\mathbf{v}}$ 和 $\mathbf{v}_{\odot} + \bar{\mathbf{v}}$ 也是这些方程的解;这个变化相应于在我们参考系下一个简单的推动。为了选出我们感兴趣的解,必须附加一个条件:即 \mathbf{v}_k 的平均值为零。假设这个条件在不带撇的参考系下满足,那么很容易看出

$$S \equiv \sum_k^N (\hat{\mathbf{x}}_k \cdot \mathbf{v}'_k)^2 = \sum_k^N (\hat{\mathbf{x}}_k \cdot \mathbf{v}_k)^2 + \sum_k^N (\hat{\mathbf{x}}_k \cdot \bar{\mathbf{v}})^2 > \sum_k^N (\hat{\mathbf{x}}_k \cdot \mathbf{v}_k)^2$$

由此可见最满意的参考系相应于使 S 取极小。因此就 \mathbf{v}_{\odot} 的三个分量而言,我们通过使 $S = \sum_k^N (\hat{\mathbf{x}}_k \cdot \mathbf{v}_{\odot} + v_{\text{los } k})^2$ 取极小来确定 \mathbf{v}_{\odot} 。也就是说,我们解以下三个联立线性方程得出 $v_{\odot i}$ 的三个分量。

$$0 = \frac{\partial S}{\partial v_{\odot i}} = 2 \sum_k^N (\hat{\mathbf{x}}_k \cdot \mathbf{v}_{\odot} + v_{\text{los } k}) \hat{x}_{ki} \quad (i = 1, 2, 3)$$

从此以后,我们所提及的恒星速度,只要有可能,都是相对于 LSR 的速度,而不是指相对于太阳的速度。特别地,我们假定太阳附近恒星的平均速度 $\langle U \rangle$ 和 $\langle W \rangle$ 为零。

图 10.11 所示的 V_{\odot} 随 S^2 变化的系统趋势,是一种称之为非对称星流的现象的反映,这种现象是指某一恒星族的平均旋转速度,随着星族内随机运动的增加落后于 LSR 越来越多的趋势[参见下面的 § 10.3.2 和 BT 中的 § 4.2.1]。当在这样一个滞后的参考架下提及太阳的速度时, V 的值就会随着滞后的增加而增大。我们很容易看出,任意恒星类型的非对称星流 V_a 的大小,是由图 10.11 中该类型的 y 坐标和通过这些点的直线的 y 轴截距之间的差异给出的。我们将看到随机速度的平方 S^2 与 $\langle U^2 \rangle$ 线性相关,因此 V_a 与 $\langle U^2 \rangle$ 保持线性关系。这个关系采用下面的形式

$$V_a = \frac{\langle U^2 \rangle}{80 \pm 5 \text{ km s}^{-1}} \quad (10.12)$$

(Dehnen & Binney 1998a)。图 10.12 中下面的曲线显示了主序星的 V_a 随 $B - V$ 的变化关系。

10.3.2 恒星的随机速度

我们已经看到,有关某种恒星类型的平均速度的速度弥散包含着重要的动力学信息,

$$\sigma_i \equiv \langle (v_i - \langle v_i \rangle)^2 \rangle^{1/2}. \quad (10.13)$$

图 10.12 上方的三条曲线给出了主序星的 σ_x 、 σ_y 、 σ_z 与 $B - V$ 的关系。对每一种颜色,我们有 $\sigma_x > \sigma_y > \sigma_z$ 。大致说来, $\sigma_z \approx 0.5\sigma_x$, 而 σ_y 与 σ_x 之比(σ_y/σ_x)在 0.55 与 0.7 之间变化。 $\sigma_x \neq \sigma_z$ 的事实有重要的动力学意义——参见 BT 中的第三章和第四章。 σ_y 与 σ_x 比值(σ_y/σ_x)常常被用来限制银河系旋转速度曲线的形状(见下文)。

图 10.12 中所有三个速度弥散都随着 $B - V$ 增加而增加,直到 $B - V \approx 0.6$,在 $B - V \approx 0.6$ 的红

端,速度弥散近似为常数,就像非对称星流 V_a 随着 $B - V$ 增加,直到 $B - V = 0.61$,而后保持常数。根据恒星演化理论(§ 5.1),我们知道

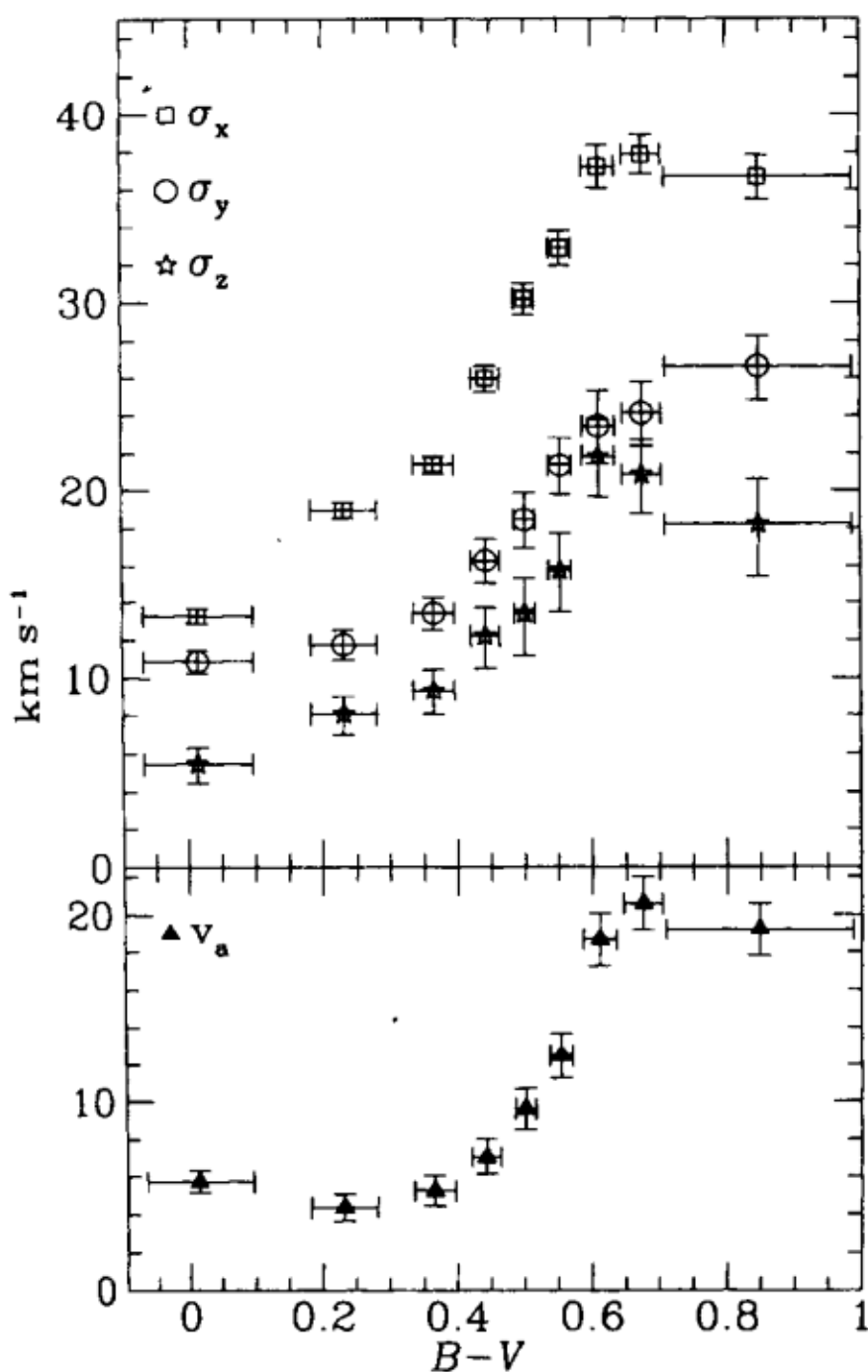


图 10.12 上图:主序星的主速度弥散 σ_x 、 σ_y 、 σ_z 与 $B - V$ 的关系图。下图:主序星的非对称星流与 $B - V$ 的关系 [取自 Dehnen & Binney (1998a)]

比 $B - V \approx 0.6$ 更蓝的主序星, 年龄均小于 $\sim 10\text{Gyr}$ 。相比较而言, 更红的星是少数年轻星和大多数年老星的混合, 它们的速度弥散系统偏大暗示着存在某一种机制, 使得弥散随着时间逐渐增加。在下面的 § 10.7 中我们将回到这一观念。

顶角偏差 除了对速度分量进行平方(如 v_x^2)以外, 我们还可以对速度分量的乘积进行平均, 如 $v_x(v_y - \langle v_y \rangle)$ 。对所有的恒星类型, 涉及 v_z 的这种形式的两个乘积的平均比误差更小。然而, 对许多恒星类型, 第三个乘积的平均, $v_x(v_y - \langle v_y \rangle)$ 明显地偏离零。显然, 对这些类型的恒星, v_x 和 v_y 统计上并不相互独立: 如果 $\langle v_x(v_y - \langle v_y \rangle) \rangle > 0$, 并且测量到了一些恒星的 $v_y - \langle v_y \rangle$, 并发现它们是正的, 那么该恒星更可能有一个正的、而不是负的 v_x 值。当面临这样一些相关的可观测量的时候, 寻找统计上独立的可观测量的线性组合也许是有益的。因此我们定义

$$\begin{aligned} v_1 &\equiv v_x \cos l_v - (v_y - \langle v_y \rangle) \sin l_v, \\ v_2 &\equiv v_x \sin l_v + (v_y - \langle v_y \rangle) \cos l_v, \end{aligned} \quad (10.14)$$

其中 l_v 称为顶角偏差。现在将这些方程相乘, 我们发现

$$\langle v_1 v_2 \rangle = \frac{1}{2} (\sigma_x^2 - \sigma_y^2) \sin 2l_v + \langle v_x(v_y - \langle v_y \rangle) \rangle \cos 2l_v. \quad (10.15)$$

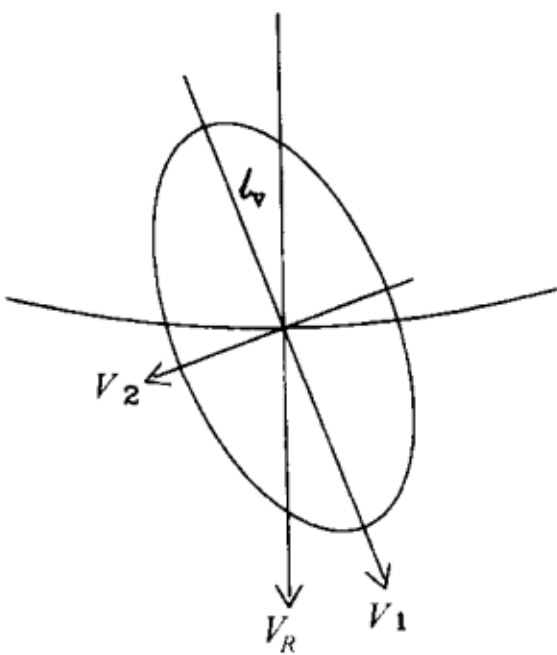
因此, 如果我们设

$$l_v = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2 \langle v_x(v_y - \langle v_y \rangle) \rangle}{\sigma_x^2 - \sigma_y^2} \right). \quad (10.16)$$

在 $\langle v_1 v_2 \rangle = 0$ 意义上, v_1 和 v_2 将是统计独立的。arctan 函数在 l_v 的定义中引入了某些任意性。令, $\sigma_1 \equiv \langle v_1^2 \rangle^{1/2} > \sigma_2 \equiv \langle v_2^2 \rangle^{1/2}$, 按惯例, 这种任意性是可以消除的。

方程(10.14)的线性变换是坐标的旋转, 因此 v_1 和 v_2 只不过是特定方向上的速度分量, 该方向与银心—反银心方向倾斜 l_v 。图 10.13 给出了对这种倾斜的几何解释。如果我们画一个半轴为 σ_1 和 σ_2 的椭圆, 那么任何方向上速度分量的均方可以通过 Box 10.2 中描述的方法构造出来。实际上, 将 Box 10.2 中的圆用一个球代替, 其中的椭圆用半轴为 σ_1, σ_2 和 σ_z 的椭球表面来代替, 我们就能将这种构造普遍

化。这个表面被称为速度椭球。对太阳附近空间所有的恒星类型,它其中的一个主平面与银道面耦合,但它的最长轴以顶角偏差偏离银心—反银心方向。表 10.2 中给出了 σ_i 值与 l_v 值随 $B - V$ 的变化。随着 $B - V$ 的增加, l_v 从最蓝星时的 30° 下降到比 $B - V \sim 0.45$ 更红的恒星时的 $\sim 10^\circ$ 。下面我们讨论顶角偏差的原因。



我们对太阳附近空间运动学的讨论主要集中在主序星,因为对这些天体,可获得一大批准确而又均匀的数据。然而,表 10.3 表明其他的恒星组显示出了与主序星准确一致的总的运动学趋势。特别地,与年轻的恒星组相比,年老的恒星组的特征在于较大的速度弥散和非对称星流速度,顶角偏差倾向于随着年龄的增加而下降。

图 10.13 速度椭球的定位。指向银心的方向朝上,太阳位于椭圆的中心并向左运动。图中显示了它的轨道的一部分

表 10.2 主序星的速度弥散和顶角偏差

$(B - V)_{\min, \max}$		$\sigma_1 / \text{km s}^{-1}$	σ_2 / σ_1	σ_z / σ_1	l_v / deg
-0.238	0.139	$14.35^{+0.49}_{-0.40}$	$0.65^{+0.07}_{-0.06}$	$0.38^{+0.05}_{-0.10}$	$30.2^{+4.7}_{-5.3}$
0.139	0.309	$20.17^{+0.50}_{-0.43}$	$0.47^{+0.07}_{-0.03}$	$0.40^{+0.02}_{-0.10}$	$22.8^{+2.8}_{-3.0}$
0.309	0.412	$22.32^{+0.56}_{-0.47}$	$0.53^{+0.06}_{-0.04}$	$0.42^{+0.03}_{-0.09}$	$19.8^{+3.2}_{-3.4}$
0.412	0.472	$26.26^{+0.80}_{-0.59}$	$0.60^{+0.06}_{-0.04}$	$0.46^{+0.03}_{-0.09}$	$10.2^{+5.0}_{-5.4}$
0.472	0.525	$30.37^{+0.96}_{-0.70}$	$0.60^{+0.06}_{-0.04}$	$0.44^{+0.04}_{-0.11}$	$6.9^{+5.1}_{-5.3}$
0.525	0.582	$32.93^{+1.09}_{-0.75}$	$0.66^{+0.06}_{-0.05}$	$0.46^{+0.04}_{-0.10}$	$1.9^{+6.0}_{-6.1}$
0.582	0.641	$37.64^{+1.37}_{-0.94}$	$0.62^{+0.08}_{-0.03}$	$0.56^{+0.01}_{-0.12}$	$10.2^{+5.6}_{-6.0}$
0.641	0.719	$38.13^{+0.71}_{-0.31}$	$0.62^{+0.06}_{-0.04}$	$0.54^{+0.02}_{-0.10}$	$7.6^{+5.9}_{-6.0}$
0.719	1.543	$37.20^{+1.41}_{-0.93}$	$0.69^{+0.06}_{-0.05}$	$0.49^{+0.04}_{-0.11}$	$13.1^{+6.7}_{-7.6}$
0.610	1.543	$37.91^{+0.79}_{-0.63}$	$0.65^{+0.04}_{-0.03}$	$0.54^{+0.02}_{-0.05}$	$10.3^{+3.9}_{-3.9}$

SOURCE: Data published in Dehnen & Binney (1998a)

表 10.3 非主序星的运动学数据

Stellar type	Asymm. drift, V_a	Dispersions			Vertex dev., $l_v(^{\circ})$
		σ_R	σ_{ϕ}	σ_z	
<i>Giants</i>					
A	6.4	22	13	9	27
F	13.3	28	15	9	14
G	5.9	26	18	15	12
K0	13.4	31	21	16	14
K3	11.5	31	21	17	4
M	13.1	31	23	16	7
<i>Supergiants</i>					
Classical Cepheids	6.8	13	9	5	—
O-B5	8.2	12	11	9	36
F-M	6.5	13	9	7	18
<i>Other</i>					
Carbon stars	27	48	23	16	—
Subgiants	23	43	27	24	—
Planetary Nebulae	24	45	35	20	—
White Dwarfs	32	50	30	25	—
Variables, $P > 300^d$	22	50	40	30	—
Variables, $P < 300^d$	37	80	60	60	—
RR Lyrae, $P < 0.45^d$	26	45	40	25	—
RR Lyrae, $P > 0.45^d$	220	160	100	120	—
Subdwarfs	145	100	75	50	—

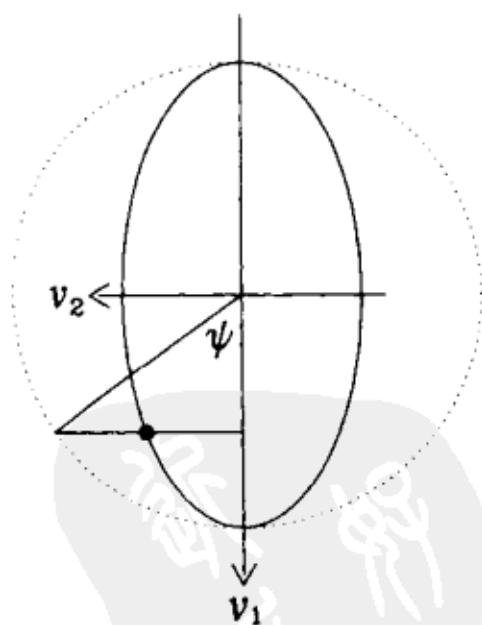
SOURCE: From data published in Delhaye (1965)

Box 10.2 速度椭圆

假定我们要确定方向 \hat{n} 上的均方速度, \hat{n} 位于银道面上并与 v_1 方向成 ψ 夹角(银心方向朝上)。那么, 因为 \hat{n} 方向的速度为 $v_1 \cos \psi + v_2 \sin \psi$, 并且 $\langle v_1 v_2 \rangle = 0$, 我们得到

$$\begin{aligned}\langle v_n^2 \rangle &= \langle v_1^2 \rangle \cos^2 \psi + \langle v_2^2 \rangle \sin^2 \psi \\ &= \langle v_1^2 \rangle (\cos^2 \psi + q^2 \sin^2 \psi),\end{aligned}$$

其中 q 是图中给出的椭圆的轴比。很容易看出用一个小圆块标记的点的坐标为 $(v_1, v_2) = \langle v_1^2 \rangle^{1/2} \times (\cos \psi, q \sin \psi)$ 。从而 $\langle v_n^2 \rangle^{1/2}$ 是从原点到小圆块的距离。



史瓦西分布 我们说, 室温下一群氧分子的速度分布的每一个分量都符合高斯概率分布。史瓦西 (Schwarzschild 1907) 指出, 一个类似

的概率分布能解释恒星速度概率分布的许多方面。空气中的分子情形与恒星的主要不同在于,前者情况下的速度弥散与方向无关,然而,我们已经看到,在恒星情形下,速度分量的弥散强烈地依赖于方向。史瓦西假设上面定义的速度分量(v_1, v_2, v_z)位于一个大小为 $d^3\mathbf{v} \equiv dv_1 dv_2 dv_z$ 的速度空间元的概率为

$$P(\mathbf{v}) d^3\mathbf{v} = \frac{d^3\mathbf{v}}{(2\pi)^{3/2} \sigma_1 \sigma_2 \sigma_z} \exp\left[-\left(\frac{v_1^2}{2\sigma_1^2} + \frac{v_2^2}{2\sigma_2^2} + \frac{v_z^2}{2\sigma_z^2}\right)\right] \quad (10.17)$$

这个概率分布就是著名的史瓦西分布。BT 的 § 7.5 中对这种分布给出了一个自然的动力学解释。注意在速度空间中, P 在椭球上为常数。

图 10.14 给出了两组近距恒星样本的 U 、 V 、 W 分布,对这些恒星,存在准确的视向速度和依巴谷视差。^[8] 上图是对比 $B - V = 0.34$ 更蓝

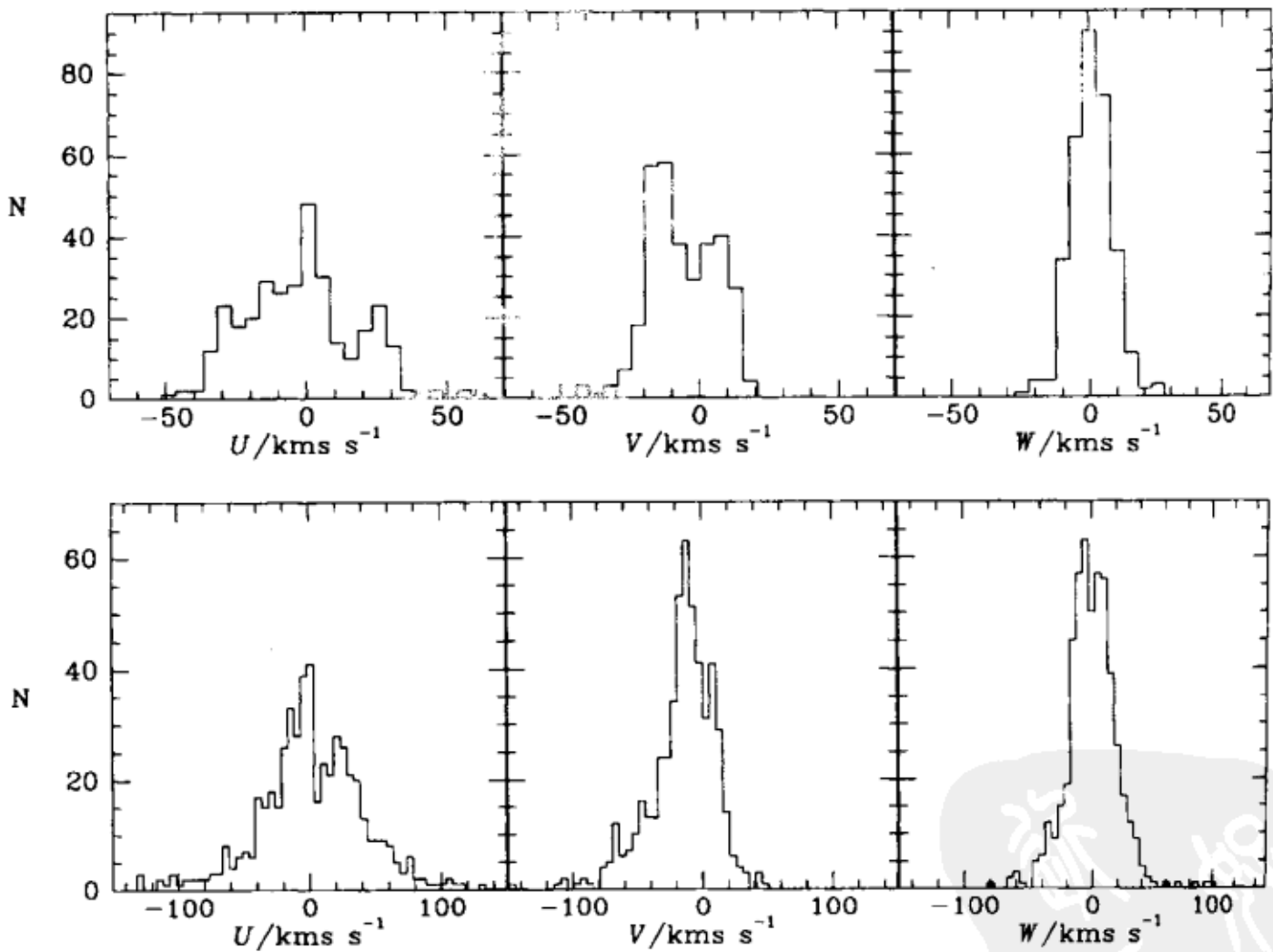


图 10.14 上图:323 颗 MK 光谱型为 F1 甚至更早的近距主序星样本的 U 、 V 和 W 速度分量直方图。下图:510 颗 K 型和 M 型矮星的类似数据。速度相对于由方程(10.11)定义的本地静止标准[数据由 H. Jahreiss 提供]

的主序星——这些大多是 A 型星。下图是对选自 Vyssotsky(1963)的 K 型和 M 型矮星。根据上图中直方图的形状,史瓦西分布给出 A 型星速度分布的一个合理模型似乎是真实的。然而,从下图中 V 分量的直方图可以看出,史瓦西模型显然不能充分地再现那些速度弥散较高的恒星类型,如 M 型矮星的数据。特别是,它本来就不能再现 V 分量的测量分布的非对称特征:实际上,该分布在 V 值为正时突然切断,在朝负的 V 值方向有一个长的尾巴。

V 分量的这种不对称的起源很容易理解。 V 值为负的太阳邻域恒星的切向运动,比在 R_0 处的圆轨道上运动时所要求的少。因此它们更接近于远心点,而不是近心点,我们可以把它们看做位于太阳圈内部的家里。而且,恒星的 V 值越小,在 R_0 内部它的家就越远。从 § 4.4 中我们知道银盘的面密度向着银心方向指数增加。而且,在 § 11.3.2 我们将发现,当我们向内运动时,银盘内的速度弥散也会指数增加。由于这两个原因可以预期,造访我们太阳邻域的多数恒星来自小半径而不是大半径处:不仅旅行者的密度向内增加,而且其旅行预算的大小也增加,因此它们能够造访我们的距离也增加。图 10.14 中 V 分布的非对称性只不过反映了这些基本的事实。^[9]上面讨论的非对称星流是这些事实的另一个结果,因为 V 分布的不对称性导致某一类型恒星的 V 的平均值向越来越负的值移动,该类型的速度弥散也越大,因此它的 V 分布也不对称。

星流 图 10.15 显示了各种颜色的主序星在 (U, V) 平面上的密度。每一幅图对应着不同的 $B - V$ 范围,最年轻、最蓝的恒星在左上角,而最红、最年老的恒星在右下角。从这些图中我们可以立即认出一些早已熟悉的现象。

(1)一组恒星的颜色越红,在 (U, V) 平面上分布越散。随 $B - V$ 的增加量化了该现象。

(2)其中的三个图显示出一个明显的趋势:即恒星密度最高的区域沿着从左下角到右上角的斜线被拉伸。顶角偏差量化了该效应。

(3)下面两个分布的峰值显然出现在 $V < 0$ 处,而且在负 V 方向比在正 V 方向延伸更远。非对称星流和图 10.14 中 V 分布的不对称性反映了这种不对称。

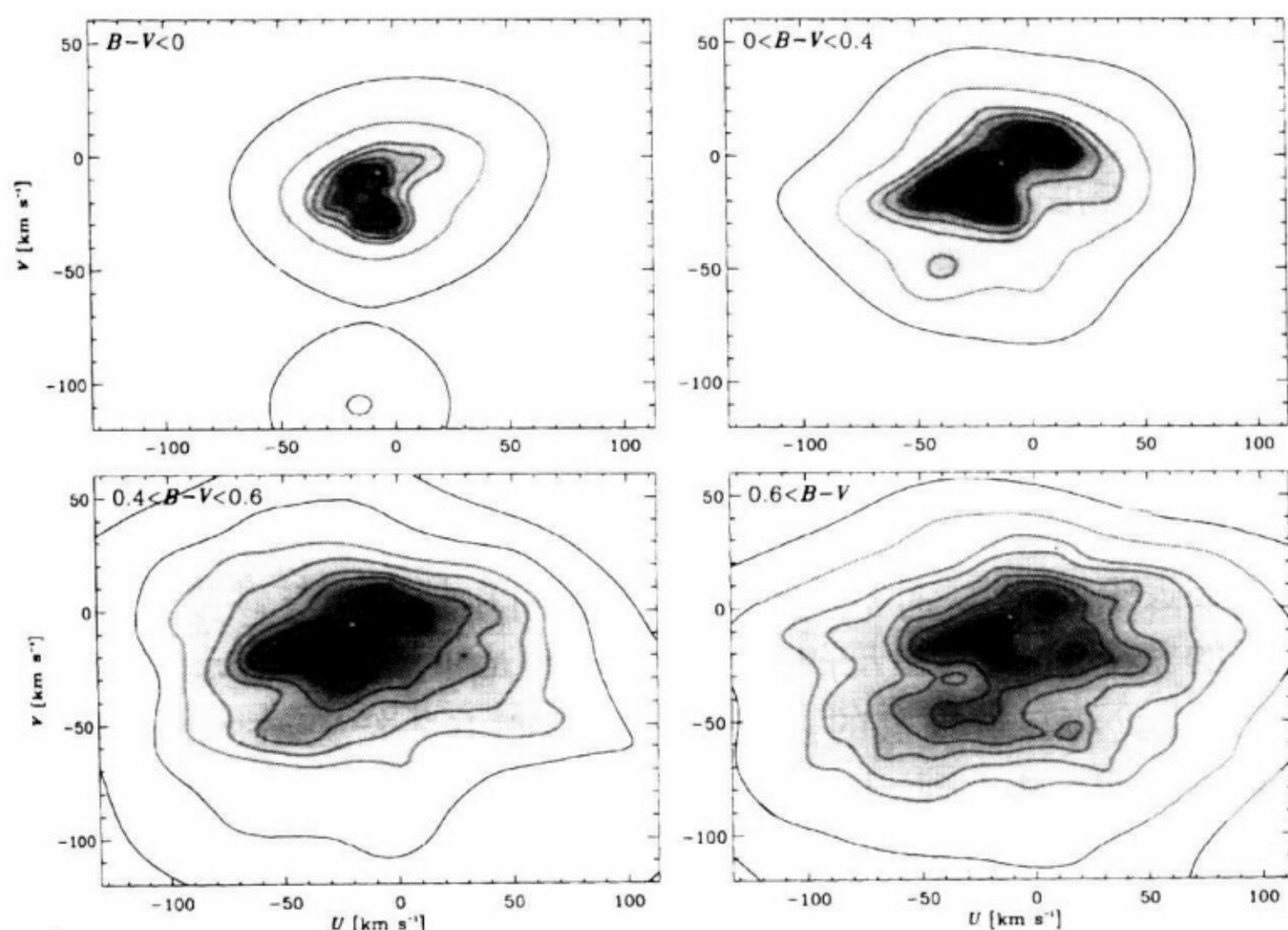


图 10.15 太阳附近的恒星在速度空间的密度。每个图表示对不同 $B-V$ 颜色范围的主序星投影到 (U, V) 平面上的密度, 最蓝的恒星在左上角, 而最红的恒星在右下角。太阳的速度在 $U = V = 0$ 处, 而由方程(10.11)定义的 LSR 的速度用三角表示[取自 Dehnen(1998), 数据由 W. Dehnen 提供]

除了这些熟悉的现象以外, 图 10.15 中的分布图也揭示了由史瓦西分布再现的大尺度结构上的速度空间内恒星紧密的成团现象。就此而论, 图 10.15 中的每一幅图从一个独立的恒星样本中构造出来是很重要的。因此, 不止出现在一幅图中的结构几乎理所当然的是真的, 而不是由抽样噪声引入的人为效应。

图 10.15 的右上图显示出恒星密度上的四个强峰值。 $(U, V) = (-10, -5) \text{ km s}^{-1}$ 的峰值与 LSR 有关, 其中 LSR 用三角表示。 $(U, V) = (9, 3) \text{ km s}^{-1}$ 的峰值对应天狼星流, $(-12, -22) \text{ km s}^{-1}$ 的峰值对应昴星团星流, $(-35, -18) \text{ km s}^{-1}$ 的峰值对应毕星团星流。对图 10.15 中下面两幅图的仔细检查发现了几个扭动和团块, 如果它们仅仅出现在一幅图中, 那么可能是噪声引起的而无需考虑, 然而, 它们在两幅图中都很明

显,因此可能反映了真正的恒星聚集—— $(U, V) = (-40, -45), (15, -60)$ 和 $(0, -100)\text{km s}^{-1}$ 附近就是一些明显的例子。

这些星流,或者常被称做移动星群,被认为是大多数恒星形成处的星团和星协的残余(§ 6.2.2)。当它们的恒星向远处移动分开很远之后,我们不能再通过它们的空间聚集度来区别它们,它们的 U 和 V 速度仍然保持相似,显示了这些恒星共同的起源。这种共同起源的确证来源于这样一个事实:当把一个移动星群内的所有恒星画在 CM 图上时,我们可以看到一个同龄星团 CM 图的特征结构(§ 6.2.2 和 Eggen 1965)。

考虑到这些事实,我们可以预测移动星群对年轻恒星是最重要的,因此在早型星的分布中最明显。这种预测在图 10.15 中得到体现,在左上图中,对蓝于 $B - V = 0$ 的恒星,主要由两个移动星群组成。而且,夜天中最亮的早型星并不位于银道面上,而是在一个倾角约为 16° 的平面上的古德带内。对这些恒星的详细运动学分析(Lesh 1968)表明,它们形成了一个正在膨胀的星群。

有趣的是,Dehnen(1998)表明,星流并不在那些含有速度垂直分量 W 的图中明显表现出来。这样的事实可能是因为银河系势在垂直方向上变化最快,结果当星协中的恒星移动分开时,它们受到了明显不同的垂直力,而它们受到的径向力和方位力仍然十分相似。很明显,一旦两颗恒星受到的垂直力差异很大,它们的垂直速度就会快速分离。

顶角偏差的原因 如果我们想像银河系是一个稳态下的轴对称系统,恒星在它们的轨道上随机分布,那么,单从对称的角度考虑,我们预测会发现位于银道面上的恒星的速度椭球的一根轴,该轴准确地指向银心。这种预测可以由动力学理论反映出来(参见 BT § 7.5),但是,与我们先前提到的一样,顶角偏差往往明显地偏离零。

移动星群的存在对于我们理解顶角偏差很有意义,主要有以下方面的原因。实际上,基于表 10.2 中列出的数据,如果有相当大一部分天体是几个明显不同的移动星群的成员,那么我们所采用的真正独立的速度的数目就会大大减少,从而将会严重低估结果的统计误差。在这种情况下,对速度椭球轴的定位和沿着这些轴的速度弥散的估计就会受到干扰。例如,如果图 10.15 中昴星团星流位于 $(+12,$

$-20) \text{ km s}^{-1}$, 而不是 $(-12, -20) \text{ km s}^{-1}$, 那么顶角偏差就会突然减小, 特别是对于那些比 $B - V = 0.6$ 更蓝的星。

然而, 表 10.2 中非零的 l_v 是否完全是由移动星群造成的, 目前仍不是很清楚。造成顶角偏差的另一个重要原因可能是银河系势的非轴对称分量。§ 4.4.6 中有迹象表明旋涡结构既影响年老恒星的分布, 也影响年轻恒星的分布, § 8.2.3 中我们看到在一个星系的引力势下, 最终的旋涡扰动怎样在 ISM 的速度场上强加一个模式。恒星的速度也必定因同样的旋涡引力场而改变。我们可以证明随机速度小的恒星类型比那些速度弥散大的类型遭遇的速度变化更大(参见 BT 中的 § 6.2)。我们也可以证明旋涡场会产生顶角偏差 (Kuijken & Tremaine 1994)。因此旋涡结构的观测和动力学一起预示着, 所有类型的恒星都会有顶角偏差, 但速度弥散小的恒星顶角偏差最大, 就像观测的结果一样。目前仍不清楚, 旋涡结构是否能满意地说明所有观测到的顶角偏差, 或者移动星群是否也起着重要的作用。

10.3.3 奥尔特常数

在继续讨论恒星的运动学性质和它们的年龄及化学组成之间的相关性之前, 应该填补我们讨论中的一个空白。该空白涉及到太阳附近空间的较差自转。我们继续上面的讨论方式, 即相比整个银河系而言, 太阳附近空间的大小似乎是可以忽略的, 这样在整个过程中, 我们可以应用静止标准。实际上, 我们必须将“太阳附近”看成一个足够大的球形区域, 以至于我们无论研究哪种恒星, 该区域内都包含足够多的样本。如果这些恒星本来就很少, 如大多数种类的巨星, 那么该球就必须有一个不可忽略的半径, 在它内部, 较差自转的效应可能非常显著。

现在我们证明可以量化这些效应, 因此可以在运动学研究中对其进行估计。例如, 该分析的一个有价值的附带结果, 就是证明了银盘内任意点的平均运动是圆形的而不是明显椭圆形的。另外一个就是关于银河系旋转速度曲线的重要信息。

和 LSR 的定义类似(参见 § 9.1), 我们将静止标准(SR)和银盘内的任意点联系起来: $v_{\text{SR}}(\mathbf{x})$ 是在穿过 \mathbf{x} 的封闭轨道上 \mathbf{x} 处的速度。在

这种定义下, $\mathbf{v}_{\text{LSR}} = \mathbf{v}_{\text{SR}}(\mathbf{x}_{\odot})$ 。如果银河系是轴对称的, 那么 \mathbf{v}_{SR} 在任何地方都将垂直于当地指向银心的方向, 在数值上等于当地圆周速度 $v_c(R)$ 。

将 § 10.3.1 中用到的逻辑关系式直接延伸, 我们证明银盘中任一点的速度 $\mathbf{v}_{\text{SR}}(\mathbf{x})$ 应该接近于任何随机速度小的恒星在 \mathbf{x} 处的平均速度。因此有关 \mathbf{v}_{SR} 的关键信息可以从对太阳附近恒星的自行和视向速度的研究中一点一点地搜集。考虑到这个思想, 现在我们要问点与点之间 \mathbf{v}_{SR} 的变化将怎样通过太阳附近恒星的视向速度的模式反映出来。

令 $\delta\mathbf{v}(\mathbf{x}) \equiv \mathbf{v}_{\text{SR}}(\mathbf{x}) - \mathbf{v}_{\text{LSR}}$, 并且 (x, y, z) 坐标系和图 10.9 中定义的一样。 $\delta\mathbf{v}$ 的每两个分量是两个变量 (x, y) 的函数, 并且可能是关于 (x, y) 系统坐标原点的泰勒展开。因为构造时 $\delta\mathbf{v}$ 在原点取零值, 因此我们可以将该级数写成以下形式

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \delta v_x \\ \delta v_y \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \frac{\partial \delta v_x}{\partial x} & \frac{\partial \delta v_x}{\partial y} \\ \frac{\partial \delta v_y}{\partial x} & \frac{\partial \delta v_y}{\partial y} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} + O(x^2 + y^2) \\ &= \begin{pmatrix} k + c & a - b \\ a + b & k - c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} + O(x^2 + y^2). \end{aligned} \quad (10.18)$$

其中偏导数可以在原点计算出来, a, b, c, k 是这些导数值的线性组合——按这种方式写成偏导数矩阵形式的原因将作简要说明。我们期望恒星在 $\mathbf{x} = (x, y)$ 处的平均视向速度是 $\delta\mathbf{v}$ 在 \mathbf{x} 方向上的投影:

$$\begin{aligned} v_{\text{los}} &= \frac{1}{d} \mathbf{x} \cdot \delta\mathbf{v} \\ &\approx \frac{1}{d} [(k + c)x^2 + (k - c)y^2 + 2axy] \end{aligned} \quad (10.19)$$

其中 $d \equiv (x^2 + y^2)^{1/2}$ 是通常所说的日心距。用银经 l 表示, 有 $x = d \cos l$ 和 $y = d \sin l$, 这样利用这两个三角恒方程, 方程(10.19)变为

$$v_{\text{los}} = d(k + c \cos 2l + a \sin 2l) + O(d^2). \quad (10.20)$$

该方程(提示我们可以通过测量相似距离处恒星的视向速度, 并将这些结果对经度作图来确定常数 a, c 和 k 。我们可以选择具有给定光谱型和视星等的恒星, 以保证它们的距离相似。

常数 b 可以由恒星的自行确定。为了说明这一点,令 δv_t 为垂直于视线方向的速度分量。那么

$$\begin{aligned}\delta v_t &= \frac{1}{d}(\mathbf{x} \times \delta \mathbf{v})_z \\ &= \frac{1}{d}(x\delta v_y - y\delta v_x) \\ &= d(b + a \cos 2l - c \sin 2l) + O(d^2).\end{aligned}\quad (10.21)$$

所以,将自行 $\mu_l = v_t/d$ 作为银经 l 的函数作图,我们就可以确定 a, b 和 c 。

上面的关系方程(10.20)和(10.21)完全是普遍的——它们只是假设了 \mathbf{v}_{SR} 在太阳附近区域平稳变化。如果我们假设银盘以角速度 $\Omega(R)$ 在圆轨道上旋转,那么它们可以简化成什么形式呢? 对这种情况,方程(9.3)给出了 $v_{\text{los}}(l, R)$ 的一个准确的关系。为了得到与方程(10.20)等价的一个关系式,我们需要将方程(9.3)的右边按 d 的幂进行泰勒展开。根据以 $R - R_0$ 表示的泰勒展开的第一级,方程(9.3)给出

$$\begin{aligned}v_{\text{los}}(l, R) &\approx \left. \frac{d\Omega}{dR} \right|_{R_0} (R - R_0) R_0 \sin l \\ &= -2A(R - R_0) \sin l,\end{aligned}\quad (10.22)$$

其中奥尔特常数 A 定义为

$$A \equiv -\frac{1}{2} \left(R \frac{d\Omega}{dR} \right)_{R_0} = \frac{1}{2} \left(\frac{v_c}{R} - \frac{dv_c}{dR} \right)_{R_0}.\quad (10.23)$$

忽略方程(9.16)中的 d^2 项,我们得到

$$(R - R_0)(R + R_0) = R^2 - R_0^2 \approx -2R_0 d \cos l,\quad (10.24)$$

用 $2R_0$ 近似 $R + R_0$, 写成 d 的一次形式

$$(R - R_0) = -d \cos l\quad (10.25)$$

结合方程(10.22)和(10.25),我们发现

$$v_{\text{los}} \approx Ad \sin 2l.\quad (10.26)$$

这是圆周转动特例下的方程(10.20)。很明显,在这种情况下 $c = k = 0$, $a = A$ 由方程(10.23)给出。

为了导出圆周转动情形下的方程(10.21),我们必须回到方程(9.1)。我们写出

$$\begin{aligned}
 v_t &= \left(\frac{\mathbf{R} - \mathbf{R}_0}{|\mathbf{R} - \mathbf{R}_0|} \times [\boldsymbol{\Omega}(R) \times \mathbf{R} - \boldsymbol{\Omega}(R_0) \times \mathbf{R}_0] \right)_z \\
 &= \left(\frac{\mathbf{R} - \mathbf{R}_0}{d} \times \{ \boldsymbol{\Omega}(R) \times (\mathbf{R} - \mathbf{R}_0) + [\boldsymbol{\Omega}(R) - \boldsymbol{\Omega}(R_0)] \times \mathbf{R}_0 \} \right)_z \\
 &\approx \Omega_z(R)d + (\mathbf{R} - \mathbf{R}_0) \frac{d\Omega_z}{dR} \bigg|_{R_0} \frac{(\mathbf{R} - \mathbf{R}_0) \cdot \mathbf{R}_0}{d}.
 \end{aligned} \tag{10.27}$$

画一个合适的三角形,很容易看出 $(\mathbf{R} - \mathbf{R}_0) \cdot \mathbf{R}_0 = -dR_0 \cos l$ 。将这个关系和方程(10.25)代入方程(10.27)中,我们发现

$$\begin{aligned}
 v_t &\approx \Omega_z(R_0)d + dR_0 \frac{d\Omega_z}{dR} \bigg|_{R_0} \cos^2 l \\
 &= d \left(\Omega_z(R_0) + \frac{1}{2} R_0 \frac{d\Omega_z}{dR} \bigg|_{R_0} (1 + \cos 2l) \right).
 \end{aligned} \tag{10.28}$$

现在我们记起,因为银河系顺时针自转 $\Omega_z = -\Omega$,定义奥尔特常数 B 为

$$\begin{aligned}
 B &\equiv - \left(\Omega + \frac{1}{2} R \frac{d\Omega}{dR} \right)_{R_0} \\
 &= - \frac{1}{2} \left(\frac{v_c}{R} + \frac{dv_c}{dR} \right)_{R_0}.
 \end{aligned} \tag{10.29}$$

从而方程(10.28)变为

$$\mu_l = \frac{v_t}{d} = B + A \cos 2l \tag{10.30}$$

这是圆周转动情形下的方程(10.21)。显然,在圆周转动情形下, $b = B$ 由方程(10.29)给出。

A 量度在太阳位置处银盘内的剪切。如果银盘像固体一样的自转,那么 A 为零,例如致密盘,此时 Ω 与半径无关,由方程(10.23)可知 A 变为零。 B 量度盘内物质的涡度,也就是环绕任意给定点旋转的趋

势(参见习题 10.8)。由方程(10.23)和(10.29),立即可以得出

$$v_c = R_0(A - B) \text{ 且 } \left. \frac{dv_c}{dR} \right|_{R_0} = -(A + B). \quad (10.31)$$

在 § 8.2.4 中我们看到旋涡星系的旋转速度曲线是平坦的,或在大半径处略为上升。如果银河系的旋转速度曲线在太阳半径处有相同的模式,那么我们有 $A + B \leq 0$ 。

估计奥尔特常数 Kuijken & Tremaine(1891)回顾了对 c 和 k 的观测限制,并推断出

$$c = 0.6 \pm 1.1 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}, k = -0.35 \pm 0.5 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}. \quad (10.32)$$

因此这两个常数在误差范围内为零,就像我们假定银河系是轴对称时的情形一样。考虑到这个结果,我们将假定 $a = A$ 和 $b = B$,并且从今以后不再区分这些逻辑上不同的对象。

A 可以由视向速度确定[方程(10.20)],或是由自行确定[方程(10.21)]。因为在银河系结构中, $v_c(R_0)$ 的确定是一个比较困难的问题,因此我们通常利用方程(10.23)由 A 来确定 $v_c(R_0)$,而不是由 $v_c(R_0)$ 确定 A 。注意到由视向速度导出的 A 值与采用的观测恒星的距离 d 成反比,因此,一旦对标准距离尺度的准确度有所提高,我们就必须对 A 值进行更新。

基本上, B 只能从自行中得到。按照惯例,要用到方程(10.21)。这个方法最大的缺点是天体测量系统(§ 2.1.5)的任何旋转都会直接影响到 B 的测量值。为了证明这一点,我们假定天体测量系统以角速度 ω 旋转,并计算这种旋转对方程(10.21)左侧的贡献 $\delta\mu_l$ 。系统的旋转对恒星在 \hat{x} 方向上测量到的自行的贡献为 $\hat{x} \times \omega$ 。我们希望计算这种自行在垂直于银道面法线方向上 \hat{z} 的分量。该分量为

$$\hat{z} \times [(\hat{x} \times \omega) \times \hat{z}] = (\hat{z} \cdot \hat{x})\hat{z} \times \omega - (\hat{z} \cdot \omega)\hat{z} \times \hat{x}. \quad (10.33)$$

对于位于银道面上的恒星, $\hat{z} \cdot \hat{x} \approx 0$, $\hat{z} \times \hat{x}$ 只是在经度 l 增加方向上的单位矢量。因此

$$\delta\mu_l = -\hat{z} \cdot \omega. \quad (10.34)$$

$\delta\mu_l$ 明显与 l 无关。无论如何,在方程(10.21)中, B 的确是那个与无关的项,因此天体测量系统的旋转直接影响到 B 的测量值。此外, B 很小,用敏感的单位表示,它的值约为 $-4 \times 10^{-16} \text{ Hz}$ (像 A 和哈勃常数—

样,它是一个频率)。因此在报告 B 的测量值之前,必须非常确信我们的参考架没有旋转! 天体测量系统中的误差,如基于太阳系动力学的 FK5 (§ 2.1.5),才是这样一个量级,这是给天文学家辛勤工作的礼物! 即使这样,天文学家们显然还是认为基于河外星系的系统,如 ICRS (§ 2.1.6)的 B 值更好。

Kerr & Lynden - Bell(1986)考察了对 A 和 B 的观测限制,并推断出

$$A = 14.4 \pm 1.2 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}, \quad B = -12.0 \pm 2.8 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}. \quad (10.35)$$

根据依巴谷卫星测量的造父变星的自行 (§ 2.1.3), Feast & Whitelock (1997)发现

$$A = 14.8 \pm 2.8 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}, \quad B = -12.4 \pm 0.6 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}. \quad (10.36)$$

依巴谷测量了 ICRS 系统中的自行,因此这些结果是奥尔特常数最可靠的估计值,应该替代以前所有的值。由于 $A > |B|$, 它们暗示着 R_0 处一个略微下坠的环绕速度曲线。从数值上看, $v_c(R_0) = 218(R_0/8 \text{ kpc}) \text{ km s}^{-1}$ 。

最近出现了一种人们非常感兴趣的方程(10.21)的替代物,也就是 VLA 对致密射电源 Sgr A* 的自行的测量,一般认为 Sgr A* 标志着银心 (§ 9.5)。在 1981 ~ 1994 年间的七个时期对 Sgr A* 相对于河外源位置的射电观测表明,该源的自行为 (Backer 1996)

$$(\mu_l, \mu_b) = (-6.55 \pm 0.17, -0.48 \pm 0.12) \text{ mas yr}^{-1}. \quad (10.37)$$

这个自行是 Sgr A* 相对于银心的自行和太阳速度的反射之和,太阳速度本身是 $V_c(R_0)$ 和太阳相对于 LSR 的运动之和。扣除 $R_0 = 8 \text{ kpc}$ 时后者的贡献,我们就会得到 $(\mu'_l, \mu'_b) = (-6.24 \pm 0.17, -0.30 \pm 0.12) \text{ mas yr}^{-1}$ 。显然, μ'_b 必须反映 Sgr A* 的本动, μ'_b 并没有偏离零太远的事实促使我们相信, Sgr A* 相对于银心而言基本上是静止的。在这种情况下,从方程(10.31)的第一式可以得出

$$\mu'_l = A - B = 30.1 \pm 0.8 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}, \quad (10.38)$$

该式在一定程度上与方程(10.36)不一致。

Box 10.3 AR_0 公式

通过写

$$\Omega(R_0 \sin l) - \Omega(R_0) \simeq \left(\frac{d\Omega}{dR} \right)_{R_0} R_0 (\sin l - 1) \quad \text{for } l \approx 90^\circ. \quad (1)$$

我们可以从方程(9.4)对 l 方向的终端速度导出一个有用的方程(参见 § 9.2.3)。将 $d\Omega/dR$ 用(10.23)式代替,方程(9.4)对 $(1 - \sin l)$ 的一级近似变为

$$v_{\text{los}}^{(t)}(l) = 2AR_0(1 - \sin l) \quad \text{for } l \approx 90^\circ. \quad (2)$$

这个公式非常有用,因为它将两个很重要但却很难准确测量的量, A 和 R_0 , 与终端速度曲线联系起来,该曲线能被十分准确地测量出来(参见 § 9.2.1)。Kerr & Lynden-Bell(1986)列出了几个 AR_0 的测定值,发现最近的观测给出的 AR_0 值为 $AR_0 = 108 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$ 。图 9.16 中画出的数据给出了一个较大的值, $AR_0 \approx 115 \text{ km s}^{-1}$,但是该值有相当大的不确定性。

10.4 恒星盘的结构

上一节中我们看到不同的光谱型具有不同的特征速度弥散。这一特性和 20 世纪 50 年代的有关相关性的发现,是我们在理解银河系的结构和历史方面取得的主要进展之一。在这一节中我们详细地研究这些相关性,并探讨它们在银河系结构和演化方面提供的启示。

在上文中我们推测,光谱型和运动学之间的相关性与不同光谱型恒星有不同的平均年龄联系着。现在我们通过研究有确定年龄的恒星样本来继续考察这一暗示。

10.4.1 近距恒星的年龄和金属丰度

MK 光谱型为 G 和比 G 更早的矮星,其年龄能被最准确可靠地确定出来:这样的恒星在 10Gyr 内开始离开零龄主序,当它离开零龄主序时,我们可以从它在 CM 图上的位置计算其年龄。此外,对任何一颗仍处于零龄主序阶段的这类恒星,我们可以给出它年龄的上限。就我们目前的目的而言,F 型和 G 型恒星是最有趣的,因为它们的寿命可以和银河系演化的特征长时标相比。

Edvardsson *et al.* (1993)发表了对这种天体的一项主要研究的结果。他们得到了 189 颗近距 F 型和 G 型矮星的高质量光谱和空间速