

# 星际介质中的磁场

——观测与结果

陈华\* 邢骏

(北京大学地球物理系)

## 提 要

近年来,许多学者的工作表明,星际磁场在星际云的形成与演化及恒星形成过程中起着重要作用。因而,星际磁场的观测和推算具有重要意义。本文结合一些新的观测资料,对星际弥散介质、H I区、H II区、OH微波激射源、红外源及原恒星等区域的磁场的观测方法和结果进行简要的述评。

## 一、引 言

1949年人们首次通过观测证实了星际磁场的存在,近年来 Mouschvias<sup>[1]</sup>等人的工作表明,在星际云的坍缩过程中,磁场或抗衡自引力或降低坍缩速率,在一定阶段磁制动效应可将云的角动量传输给云外介质;最后磁场通过磁双极扩散效应将磁能转化为云的热能,在磁场与物质退耦合的过程中加热星云。这样,在星际云的形成和演化、恒星形成等问题中,磁场的作用更引起人们的重视。因而,处于各种条件下的星际介质中磁场的确定就显得更加重要。近一、二十年来,由于观测手段的改进,大批观测资料源源而来,给星际磁场的实测分析与研究带来了光明的前景。

许多作者(Heiles 1976<sup>[2]</sup>, Chaisson和 Vrba 1978<sup>[3]</sup>, Verschuur 1979<sup>[4]</sup>)对星际磁场的观测方法和结果作过分析和综合。本文试图在此基础上,特别着眼于最新的观测结果,对这方面的研究工作做一简要评述。

## 二、观 测 方 法

### 1. 星光偏振

早在1949年,在研究星光固有偏振成份的过程中,人们就发现星际介质可使非偏振的星光起偏从而形成线偏振光。现在,一般认为这是由于星际尘埃粒子在某些外部因素作用下形成一定的定向排列,从而对星光进行各向异性散射造成的。虽然有多种排列机制对此加以解释,但目前较为流行和常用的是 Davis 和 Greenstein 1951年给出的顺磁微粒排列机制<sup>[5]</sup>(以

\* 北京大学地球物理系天体物理专业83级硕士研究生。  
1985年3月13日收到。

下简称D-G机制)。

他们认为,在星际磁场中,长形的顺磁微粒沿磁场方向将受到感应力矩作用,最终导致微粒自转角动量平行于磁场方向,因之微粒较长尺度的方向垂直于磁场,从而形成各向异性的排列。与此同时,微粒与星际气体原子的碰撞将破坏这种排列。人们常以碰撞特征时间 $\tau_{coll}$ 和排列特征时间 $\tau_B$ 之比来表述D-G机制的有效性。

$$\delta = \frac{\tau_{coll}}{\tau_B} = \frac{CrI}{\langle v \rangle \rho_{gas} V^{4/3}} \bigg/ \frac{rI}{VB^2 \kappa} = \frac{C \kappa V^{-1/3} B^2}{\langle v \rangle \rho_{gas}} \quad (1)$$

其中 $\kappa = \chi''/\omega$ ,  $\chi''$ 为微粒磁化率的虚部。

$\omega$ : 微粒自转频率,  $V$ : 微粒体积,

$\langle v \rangle$ : 气体平均速率,  $\rho_{gas}$ : 气体质量密度,

$rI$ : 粒子绕其短轴转动时的转动惯量,

$C$ : 表征微粒形状的几何参量。

Jones 和 Spitzer<sup>[6]</sup>研究了D-G机制对尘埃温度( $T_{grain}$ )和气体温度( $T_{gas}$ )的依赖关系,指出,

$T_{grain} = T_{gas}$  时, 出现无序排列;

$T_{grain} < T_{gas}$  时, 呈现正常排列(微粒长轴垂直于磁场);

$T_{grain} > T_{gas}$  时, 呈现反常排列(微粒长轴平行于磁场)。

Purcell和Spitzer<sup>[7]</sup>以及Cougnon<sup>[8]</sup>进而采用Monte Calo方法将可测量( $\Delta m_P/\Delta m$ )(偏振量与消光量之比)与 $\delta$ 相联系。至此,只要已知(或估计)气体温度、密度及微粒的温度、形状和成份,就可求得垂直于视线方向的磁场分量。

## 2. 谱线的塞曼效应

人们早已熟知,沿磁场(弱场)方向观测置于场中的辐射源时,源的线光谱(发射线或吸收线)中的各线都将分裂成若干条圆偏振的谱线。由测得的谱线裂距可估算视线方向的磁场分量 $B_l$ 。尽管在星际介质中已发现大量的原子和分子谱线,但由于它们的朗德因子 $g$ 太小,真正能给出可信的塞曼分裂的谱线并不多,现列举常用的谱线如下:

(1) 原子氢21cm谱线

产生于H的基态 $^2s_{1/2}$ 的两个不同自旋态的跃迁,分裂的塞曼因子为 $Z = 2.84\text{Hz}/\mu\text{G}$ 。

(2) OH分子的18cm谱线

OH基态 $^2\pi_{3/2}$ 的能级如图1,各能级间的跃迁情况列在表1。

(3) SO分子的谱线

Solomen等人<sup>[9]</sup>研究了SO分子的 $(J, K) = (2, 3) \rightarrow (2, 2)$ 和 $(1, 0) \rightarrow (0, 1)$ 的振动激发态间的跃迁。Brown<sup>[10]</sup>等人认为前者更适于塞曼测量,其跃迁频率为36,201.942MHz,最大塞曼因子为3.0Hz/ $\mu\text{G}$ 。而Thaddeus<sup>[11]</sup>则认为SO的13GHz线是致密分子源磁场最灵敏的探测器。

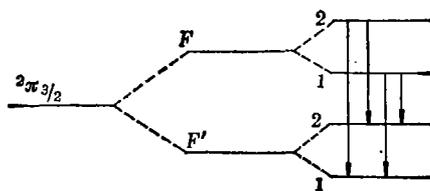


图1. OH分子基态( $^2\pi_{3/2}$ )的能级结构。

## (4) 原子的复合线

Greve和Pauls<sup>[12]</sup>研究了H II、He II、C II的高激发态复合线的塞曼效应, 给出了两个圆偏振分量 $\sigma_+$ 、 $\sigma_-$ 之间的裂距为2.78Hz/ $\mu\text{G}$ 。一般复合线较宽且弱, 但因复合过程多发生在密度较高的区域( $10^3$ — $10^5\text{cm}^{-3}$ ), 因而适于估计较高的磁场。

## 3. 法拉第旋转测量

一束线偏振光在磁场中穿越电子密度为 $n_e$ 、厚度为 $L$ 的区域, 其偏振面将经历法拉第旋转, 其转角由下式给定:

$$\Delta\psi = \lambda^2 RM \quad (2)$$

其中

$$RM = 0.81 \int_0^L ds n_e B_{\parallel} \quad (3)$$

在(3)式中, $\lambda(\text{cm})$ 为波长, $L(\text{pc})$ 为厚度, $n_e(\text{cm}^{-3})$ 为电子密度, 视线方向磁场强度分量 $B_{\parallel}(\mu\text{G})$ 。

至此, 若已知某射电偏振辐射源(通常为脉冲星或河外射电源)至观测者距离 $L$ , 及传播途径上的电子密度 $n_e$ , 原则上可确定视线方向磁场强度的平均值。

通常 $n_e$ 由色散量度 $DM = \int n_e dl$ 或辐射标度 $EM = \int n_e^2 dl$ 确定。因此, 人们以下列二式估计 $B_{\parallel}$ 值。

$$\langle B_{\parallel} \rangle = \frac{RM}{DM} \quad \text{或} \quad \langle B_{\parallel} \rangle = \frac{RM}{EM} \quad (4)$$

## 4. 同步加速辐射

高度相对论性电子绕磁力线回旋会产生同步加速辐射, 其辐射具有幂律谱及高度线偏振的特征。由于电矢量与磁场垂直, 因而对射电波段的线偏振测量可导出宇宙磁场的方向。为估计磁场强度, 尚需假设磁能与宇宙线能量均分, 并要确定射电源的距离。具体的计算方法已由Pacholczyk<sup>[13]</sup>给出。

## 5. 各种测量方法的比较

上述方法基于各自独立的原理进行磁场的测量或估算, 它们并不等价, 通常结果也并不相同, 有时甚至大相径庭, 严格地说, 每种方法只在某种程度上适合于相应的星际空间环境。

测量星光偏振是最早用来探测磁场的方法, 至今仍被广泛采用, 以导出星际介质的横向磁场。但该方法的理论推导和计算过程中包含了许多尚难精确决定的参量, 故其结果的不确定性很大, 仅能给出磁场强度的量级概念。而且由于光学波段消光严重, 这类方法很少用于密云。近年来, 由于红外技术的进展, 一些人已开始了红外波段的偏振测量, 并取得了重要的资料, 这是值得关注的动向。

偏振面法拉第旋转法要求选择合适的射电源作为观测对象。为测量某一特定区域的磁场, 要求该区域后存在较强的线偏振辐射的射电源, 同时源本身及区域前景介质均有显著旋光作用, 由于转角 $\Delta\psi$ 与 $\lambda^2$ 成正比, 故此类方法更适用于射电波段。

上述两种方法的结果均与辐射源的距离有关, 只能给出辐射传播路径上的磁场强度的平

表 1

$F \rightarrow F'$	跃迁频率 (MHz)	$Z(\text{Hz}/\mu\text{G})$	相对强度
2→2	1,667	1.96	9
1→1	1,665	3.27	5
1→2	1,612	0.64 2.02	1
2→1	1,720	3.71	1

均值；而塞曼效应则可较精确地估算某区域的“局部磁场”。因而该方法更适合于对诸如分子云以至更小的云复合体进行磁场测量。

显然，不同的谱线对应于云中的不同区域，21cm谱线主要用于测量H丰富的H I区和分子云的边缘。

1977年Thaddeus<sup>[11]</sup>指出，在已知的星际顺磁分子中，最适于测量塞曼效应的分子是OH、SO分子，其中OH适于弥散的暗星云，而SO更适于探测致密分子云，那里OH难以分辨，而且会受到其中强烈OH微波激射源辐射的掩盖和歪曲。

一般认为C II区位于H II区激波波阵面的外缘，所以C II的复合线的测量有助于揭示H II区与分子云交界处的磁场。

测量同步加速辐射法主要用来描述银河磁场的大尺度结构。随着该图像的逐步建立，七十年代以来，这种方法鲜被采用。

### 三、测量结果

#### 1. 银河磁场

自从1949年Hall<sup>[14]</sup>和Hiltner<sup>[15]</sup>第一次给出星光偏振测量的大尺度分布以来，至今已积累了许多星际星光偏振的资料。1970年Mathewson和Ford<sup>[16]</sup>给出迄今为止最全面的7,000颗星的偏振图(参见图2)。从图中可以明显看出在银经 $l=140^\circ$ 、 $320^\circ$ 处，线偏振矢量极为有序地平行于银道面，按D-G机制解释，这表明该处磁场完全横向并平行于银道面。

Westerhout<sup>[17]</sup>(1962)和Berkhuijsen<sup>[18]</sup>(1964)分别在408MHz、610MHz处观测了宇宙背景的射电偏振，发现在 $l=140^\circ$ 处偏振垂直于银道面，且该处法拉第旋转为零。若将其射

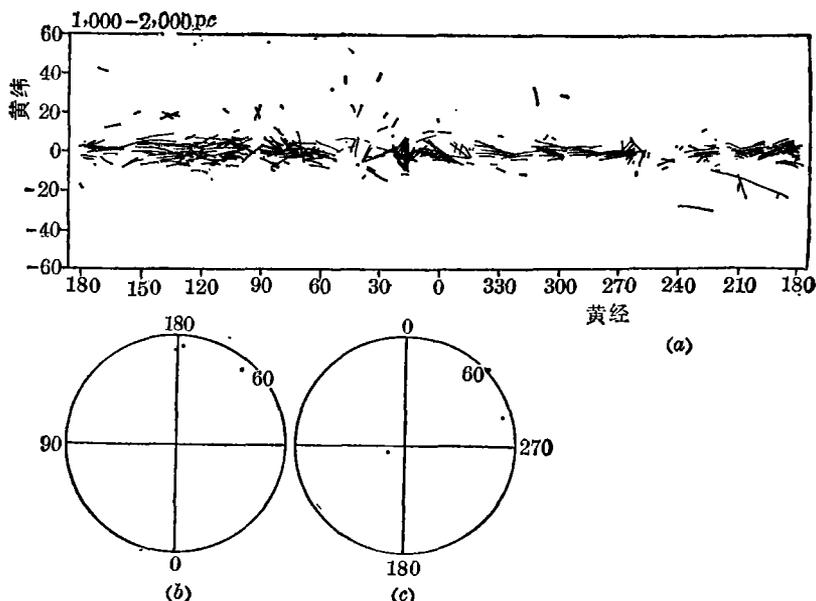


图2. 距太阳1—2kpc内的恒星偏振矢量。其方向和长度分别代表偏振的方向和偏振度大小。

电辐射机制解释为同步加速辐射, 则将得到与光学观测相同的结果。

但 Manchest<sup>[19], [20]</sup> 对太阳附近的 38 颗脉冲星进行了法拉第旋转测量, 得出磁场指向  $l=94^\circ \pm 11^\circ$ , 强度为  $2.2\mu\text{G} \pm 0.4\mu\text{G}$ 。考虑到他所选择的源多数距离大于几百个 pc, 因此, 尽管脉冲星测量中距离具有很大的不确定性, 但我们倾向于认为, 他的结果反映了更大尺度上银河磁场的结构。

对银河磁场, 人们还观测到一些偏离规则结构的局部结构。如 1968 年 Vershuur<sup>[21]</sup> 对  $l=137^\circ$ 、 $b=7^\circ$  区域进行的高分辨率射电观测, 发现了一些不规则的低偏振和高法拉第旋转的小区域块。Barker 和 Wilkisen<sup>[22]</sup> 进行的波长 73cm 高分辨率观测表明, 存在着明显的随机磁场, 在高纬偏振区还伴有一些环形结构, 一般认为, 这是由于超新星爆发等突变现象造成的。

可简述上述观测结果如下:

银河磁场大致在银道面内沿旋臂分布, 在 300—500pc 之间场指向  $l=45^\circ-50^\circ$ ,  $b=10^\circ$  的方向, 在 500pc 之外, 指向  $90^\circ$ 。此外, 还存在着尺度为 150pc—250pc 的局部结构及 50pc 的小尺度结构。它们相对于平均磁场强度的涨落可达 50%。一般认为, 宇宙“未扰动”的弥散介质场强为 2—3 $\mu\text{G}$ 。

经过 20 至 30 年的努力, 人们已建立了粗略的银河磁场位形的图像。今后, 更高分辨率的观测将继续补充其细节或发现其新的区域特征。

## 2. H I 区和 H II 区

七十年代以来, 由于大尺度银河磁场结构的图像已基本建立, 人们自然地将注意力移向了更有兴味的磁场小尺度结构, 期望逐步建立起诸如恒星形成区域附近的磁场图象。

1982 年 Troland 和 Heiles<sup>[23]</sup> 以 H 21cm 谱线对密度  $n$  为  $0.1-10^2\text{cm}^{-3}$  范围内的许多区域进行了塞曼效应的观测。结果表明磁场强度几乎不变, 约为 3 $\mu\text{G}$ 。

大致估计在上述密度范围内各种形式能量的数量级, 发现磁能小于其他形式的能量, 但略大于热能。在此阶段星云可能在自引力作用下各向同性坍缩, 在磁冻结效应下 (电导率很高) 将存在  $B \propto n^{2/3}$  的关系, 但上述观测与此并不相符。这是一个难解之谜。

然而, 1983 年 Fleck<sup>[24]</sup> 指出, 正是由于磁能密度大于热能密度, 故而介质更易沿磁力线流动, 直至两者平衡, 磁场即以此方式影响介质的运动。平衡时  $B^2/8\pi = nkT$ , 由此显见  $B \propto n^{1/2}$ 。他给出下述  $B \sim n$  关系:

$$B(n \leq 100) \simeq B_i = 3\mu\text{G} \qquad B(n \geq 100) \simeq 3\mu\text{G}(n/100)^{1/2}$$

这与观测相符, 但值得注意的是, 此处相当于将初值 (弥散介质) 取为  $B_i = 3\mu\text{G}$ ,  $n_i = 100\text{cm}^{-3}$ , 而密度  $n_i$  比一般概念的  $n_i = 1\text{cm}^{-3}$  高两个量级, 此问题的完善需要进一步的工作。

在这些区域中, OH 谱线的观测未得到任何肯定的结果, 仅给出磁场强度的上限为 0.5 mG<sup>[3]</sup>。考虑到 OH 成份的分布, 这一点是容易理解的, Vrba 等人<sup>[25]</sup> (1976), Wilking 等人<sup>[3]</sup> (1978) 以红外偏振仪在 2.2 $\mu\text{m}$  处对 OH 扫描过的 Rho Ophiuchi 云观测到相当于几十 mG 的高偏振度。OH 与红外偏振的结果迥然不同。联系并对比其他区域的观测, 我们则倾向于 OH 的观测结果, 这将在下文中进一步讨论。

1977 年 Troland 和 Heiles<sup>[26]</sup> 以氢复合线  $H_{\beta, \gamma}$  观测了 5 个 H II 区, 对于密度范围  $n \sim 10^4-10^{4.5}\text{cm}^{-3}$  给出磁场场强上限 0.2—1.3 mG。但由于对复合线产生区的密度估计出入很大, 故此

上限也是不确定的。

Heiles<sup>[27], [28]</sup>以法拉第旋转测量了若干较稀薄的H II区,发现它们的磁场强度都在 $10\mu\text{G}$ 以下。但其中围绕Ori  $\lambda$ 星的H II区S<sub>264</sub>中 $B$ 高达 $20\mu\text{G}$ ,磁能与热能之比为 $0.18-0.54$ ,磁场作用显著。观测事实——电离壳层沿磁力线方向变扁证实了这一点。

原来较密集的H II区膨胀后,其外缘 $n$ 下降会相应地造成 $B$ 的减小,按此理论应在密度较高的电离波阵面的C II区观测到较高的磁场,但Silverglace<sup>[29]</sup>以C<sub>166 $\alpha$</sub> 复合线仅得到 $1\text{mG}$ 的上限。

因此,尽管进行了大量的工作,但H II区的磁场测量尚未给出明晰的结果,而且情况不可一概而论。综上所述,几十 $\mu\text{G}$ 的上限看来是可信的。为确定H II区的磁场结构,尚有待于更多、更细致的多种方法的联合观测。

当以光学方法观测H II区边缘时,发现磁力线被扭曲。1974年Appenzeller<sup>[31]</sup>指出,这不能以简单的压力平衡来解释。之后,Vrba<sup>[30]</sup>(1975),Markkanen<sup>[32]</sup>(1977),Marroco<sup>[3]</sup>(1978)均观测到此类现象。若此现象具有普遍性,则至少可说明磁场在起重要作用。

### 3. 分子云和恒星形成区域

众所周知,磁场在恒星形成过程中起重要作用,对诸如星云坍缩质量、云的裂化和加热、角动量的馈送和传输等关键问题的理解和解决,具有决定性的影响。故分子云和恒星形成区域磁场的测量和估计,近年来引起了人们极大的注意。

对于可能是恒星产生区域的分子云,很多人进行了观测。

1969年Verschuur以 $21\text{cm}$ 塞曼效应对暗星云的磁场观测,开始了用塞曼效应测量分子云磁场的历史。许多人用不同的谱线进行了大量的观测,得到的结果却相差很大。对Ori分子云,Clark和Johnson<sup>[33]</sup>用SO分子得到了强度为 $6\text{G}$ 的磁场,而Chaisson和Beichman<sup>[34]</sup>的OH结果仅为几个 $\text{mG}$ 。Zuckerman和Palmar<sup>[35]</sup>认为前者的结果失之于低估了云内部运动对谱线的加宽,从能量的观点来看,这样高的磁场也是难以令人相信的。而且,后来的大量观测证实,这也仅是一个例外的情况。

1981年Crucher<sup>[36]</sup>对Taurus暗云附近的 $n=10^3\text{cm}^{-3}$ 区域以OH吸收线观测得到 $B$ 的上限为 $30\mu\text{G}$ ,对较密集的Ori A云( $n>2\times 10^5\text{cm}^{-3}$ ),Clark<sup>[37]</sup>则以SO毫米波的观测得到 $B$ 的上限为 $4-140\text{mG}$ 。1976年Mouschvias<sup>[38]</sup>以理论分析给出分子云内部的 $B\sim n$ 关系,在磁场导致的各向异性坍缩的条件下,在云的内部 $B\propto n^k$ , $1/3\leq k\leq 1/2$ 。由于前述直接观测只能估计出上限,故只能判断为与理论预测不矛盾。更加确定的测量与估计有待于新的测量原理及方法的引入,或原有方法的技术改进与提高。

最近,Moneti<sup>[39]</sup>等人对Taurus暗云进行了红外观测,发现磁场的横向分量垂直于银道面。他们认为这是磁场在坍缩早期阶段局部行为的反映。他们同时亦观测到Taurus暗云复合体沿磁场变扁,这可解释为磁场已对气体运动起了控制作用。

对于更密的区域( $n\approx 10^6-10^{10}\text{cm}^{-3}$ ),将出现OH分子的强发射线,但很难以经典的塞曼效应来解释观测图像。1968年Moran<sup>[40]</sup>利用VLBI对OH源的观测表明,观测到的左、右偏振光具有很小的空间分离,并且线偏振 $\pi$ 分量被抑制,磁场强度 $B$ 为几个 $\text{mG}$ 。1982年Fouquet和Reid<sup>[41]</sup>再次用VLBI观测W3(OH)源的四个基态跃迁(图3),发现 $1,612\text{MHz}$ 只有右偏振光,而 $1,667\text{MHz}$ 和 $1,720\text{MHz}$ 的左、右偏振光相隔小于 $0''.03$ 的距离。Cook<sup>[42]</sup>试图以径向速度

梯度及磁场梯度来解释这类现象, 取得了一定的成功。但更完满的解释还有待进一步工作。

在红外观测方面, Dyck 和 Beichman<sup>[43]</sup> 用 Monte Carlo 方法对 Orion 云的观测结果进行了处理。结果表明, 横向场  $B \sim 10 \text{ mG}$ , 若尘埃温度与气体温度更相近时,  $B$  甚至高达几十  $\text{mG}$ 。目前尚不知如此不确定的横场与 OH 源导出的  $\text{mG}$  级场有何联系。按照 Mouschvias 的理论, 在  $n \sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$  的区域, 磁场强度应为  $3-5 \text{ mG}$ 。

对于更密的原恒星致密源, Dyck 和 Capps<sup>[44]</sup> 的  $2.2 \mu$  观测表明, 红外源线尺度与  $2.2 \mu$  处偏振度存在着强烈的逆相关。尽管目前尚无法确定偏振是发生在红外源内抑或在前方, 但下述事实很明确, 即随着恒星的演化 (线尺度减小) 产生偏振的条件也在削弱。随后, Dyck<sup>[45]</sup> 等人比较了 31 颗嵌在 H II 区和分子云中的原恒星的红外偏振及其边缘背景星的光学偏振, 发现两者方向相关。这说明原始的银河磁场与分子云中的磁场紧密相关, 即银河磁场在分子云和恒星的演化中起重要作用。

综上所述, 从射电、光学及红外观测可明显看出, 磁场在上述区域内对气体运动以至分子云的演化均具不同程度的控制作用, 但目前尚缺乏定量的结果, 只能大略估计为  $\text{mG}$  量级的强度。

## 四、几点讨论

### 1. $B \sim n^k$ 关系

磁场强度  $B$  与气体密度  $n$  的关系, 直接反映了磁场与气体的耦合程度及各种退耦合作用的影响。若  $B \propto n^k$  关系基本成立, 则  $k$  的取值直接影响云的收缩、裂化等动力学过程。因此需

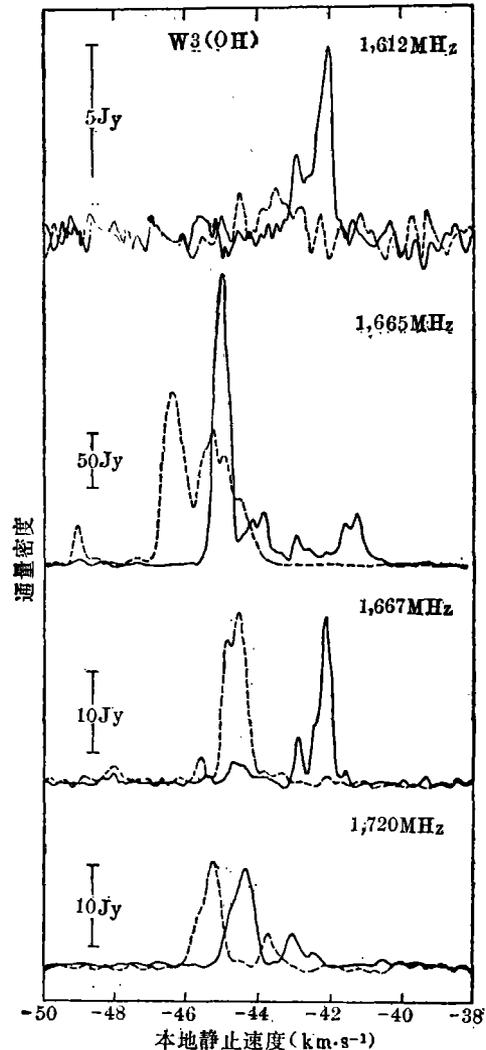


图3. W3(OH)的OH微波激射源四个基态光谱;右旋和左旋圆偏振发射分别用实线和虚线表示。

考虑和发展新的测量和处理方法,以导出较合理的  $k$  值。H 21cm 谱线只适用于分子云的边缘,而 OH 的观测则又对应极密集的区域,该处双极扩散效应显然已削弱了平衡态时的磁场。1983 年 Brown<sup>[46]</sup> 给出一种方法,以 21cm 观测导出的气体密度和 327MHz 连续谱观测导出分子云的平均  $B \sim n$  关系,得到  $k = 0.44 \pm 0.06$ 。但显然此法只能对应于 H 丰富区,不可外推到较密的区域,需要寻找新的谱线以期同时导出磁场和密度估计值。

## 2. 关于光学和红外偏振测量

尽管目前在星际磁场的测量中,光学和红外偏振法仍被广泛采用,并继续沿用 D-G 机制加以解释,但这种方法的精度却是很低的。除了前已提及的参量选择的任意性外,考虑到星际微粒的顺磁特性,一般给出了过高的导出磁场。虽然, Jones 和 Spitzer<sup>[6]</sup> 讨论了粒子的铁磁和超顺磁效应,但目前尚无观测证实。

此外,光学偏振测量亦不适合于密云,这是因为:

- \* 稠密区光学消光严重;
- \* 由于  $\delta \propto B^2/n$ , 若如 Mouschvias 推出的  $1/3 \leq k \leq 1/2$ , 则  $\delta \propto n^{0.33}$ , 在较密的云中,碰撞机制造成 D-G 机制有效性下降。
- \* 正常 D-G 机制要求  $T_{\text{grain}} < T_{\text{gas}}$ , 这一条件在暗云内部难以保证。根据 Penzias<sup>[47]</sup> 等人以 CO 线, Turner<sup>[48]</sup> 以 OH 线对 Ophiuchus 暗云的观测得到  $T_{\text{grain}} \sim 10\text{K}$ , 而  $T_{\text{gas}} \sim 15\text{K}$ , 两者近乎相等。

因此,我们倾向于以光学和红外方法对分子云磁场做位形分析(这在理论上甚至更为重要),而将其场强导出值仅做参考。1981年 Vrba<sup>[49]</sup> 和 1984年 Moneti<sup>[39]</sup> 的工作,大致可归于此类做法。

## 3. 关于新的探测方法

现有的探测方法或针对非常稀薄的 H I、H II 区,或对应于强烈发射的小尺度密集区,因而迫切需要新的探测手段去观测相当于云裂化块尺度内的磁场(即尺度约 0.1—1pc,密度为  $10^4$ — $10^8 \text{cm}^{-3}$  范围)。

Goldrich 和 Kylafis<sup>[50], [51]</sup> 指出,非微波激射跃迁的 CO 分子在非局部热动平衡条件下会产生可测的偏振,以此可导出  $B$  的方向。Wannier<sup>[52]</sup> 等在波长 3mm 附近,对  $n = 10^4$ — $10^5 \text{cm}^{-3}$  范围内的若干源进行了 CO、<sup>13</sup>CO、CS、HCN 等分子的热激发微波发射线的观测。他们选择的源包括云的热核、暗云的中心和边缘、碳星的分子壳层等。结果并未发现明显的偏振,他们将此归因于天线束宽内磁场及速度梯度场的变化。因此,在提高空间分辨率后,循此途径可能发现揭示分子云各部分局域磁场的方法。

## 参 考 文 献

- [1] Mouschvias, T. Ch., IAU Symp., No.93, p.27, (1981).
- [2] Heiles, C., *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 14 (1976), 1.
- [3] Chaisson, E. J. and Vrba, F. J., in *Protostars and Planets*, p.189, ed. by Gehrels, T., The University of Arizona Press, (1978).
- [4] Verschuur, G. L., *Fund. Cosmic. Phys.*, 5 (1979), 113.
- [5] Davis, L. Jr. and Greenstein, J. L., *Ap. J.*, 114 (1951), 206.

- [6] Jones, R. V. and Spitzer, L. Jr., *Ap. J.*, **147** (1967), 943.
- [7] Purcell, E. M. and Spitzer, L. Jr., *Ap. J.*, **167** (1971), 31.
- [8] Cugnon, P., *A. Ap.*, **12** (1971), 398.
- [9] Solomen, J. E., Johnson, D. R. and Lin, C. C., *J. Mol. Spectrosc.*, **27** (1968), 517.
- [10] Brown, R. P., Godfreg, P. D. and Winkler, D. A., *MNRAS*, **190** (1980), 1.
- [11] Thaddeus, P., in IAU Symp., No.75, p.37, (1977).
- [12] Greve, A. and Pauls, T., *A. Ap.*, **82** (1980), 388.
- [13] Pacholczyk, A. G., in *Radio Astrophysics*, Freeman Press, (1970).
- [14] Hall, J. S., *Science*, **109** (1949), 166.
- [15] Hiltner, W. A., *Ap. J.*, **109** (1949), 471.
- [16] Mathewson, D. S. and Ford, V. L., *Mom. Roy. Astron. Soc.*, **74** (1970), 139.
- [17] Westerhout, G., Seeger, I., Brouw, W. N. and Tinbergen, J., *Bull. Astron. Inst. Neth.*, **16** (1962), 187.
- [18] Berkhuijsen, E. M., Brouw, W. N. Muller, C. A. and Tinbergen, J., *Bull. Astron. Inst. Neth.*, **17** (1964), 465.
- [19] Manchester, R. N., *Ap. J.*, **172** (1972), 43.
- [20] Manchester, R. N., *Ap. J.*, **188** (1974), 637.
- [21] Verschuur, G. L., *Phys. Rev. Lett.*, **21** (1968), 775.
- [22] Baker, J. R. and Wilkinson, A., *MNRAS*, **167** (1974), 581.
- [23] Troland, T. H. and Heiles, C., *Ap. J.*, **252** (1982), 179.
- [24] Fleck, R. C. Jr., *Ap. J.*, **264** (1982), 139.
- [25] Vrba, F. J., Strom, S. E. and Strom, K. M., *Astron. J.*, **81** (1976), 958.
- [26] Troland, T. H. and Heiles, C., *Ap. J.*, **214** (1977), 703.
- [27] Heiles, C. and Chu, Y. H., *Ap. J.*, **235** (1980), L105.
- [28] Heiles, C., Chu, Y. H. and Troland, T. H., *Ap. J.*, **247** (1981), L77.
- [29] Silverglace, P. R., *Ap. J.*, **279** (1984), 694.
- [30] Vrba, F. J., Strom, K. M., Strom, S. E. and Gracidalen, G. L., *Ap. J.*, **197** (1975), 77.
- [31] Appenzeller, I., *A. Ap.*, **36** (1974), 99.
- [32] Markkanen, T., *Univ. Helsinki Report*, 1/1977.
- [33] Clark, F. O. and Johnson, D. R., *Ap. J.*, **191** (1974), L87.
- [34] Chaisson, E. J. and Beichman, C. A., *Ap. J.*, **199** (1975), L39.
- [35] Zuckerman, B. and Palmar, P., *Ap. J.*, **199** (1975), 135.
- [36] Crucher, R. M., Troland, T. H. and Heiles, C., *Ap. J.*, **249** (1981), 134.
- [37] Clark, F. O., Johnson, D. R., Heiles, C. and Troland, T. H., *Ap. J.*, **226** (1978), 824.
- [38] Mouschvias, T. Ch., *Ap. J.*, **207** (1976), 141.
- [39] Moneti, A., Pipher, J. L., Helfer, H. J., Mcmillan, R. S. and Perry, M. L., *Ap. J.*, **282** (1984), 508.
- [40] Moran, J. M., Burke, B. F., Barrett, A. H., Rogers, A. E. E., Ball, J. A. Carter, J. C. and Cudaback, D. D., *Ap. J.*, **152** (1968), L97.
- [41] Fouquet, J. E. and Reid, M. J., *Astron. J.*, **87** (1982), 692.
- [42] Cook, A. H., in *Celestial Maser*, Cambridge University Press, (1977).
- [43] Dyck, H. M. and Beichman, C. A., *Ap. J.*, **194** (1974), 57.
- [44] Dyck, H. M. and Capps, R. W., *Ap. J.*, **220** (1978), L49.
- [45] Dyck, H. M. and Lonsdale, L. J., *Astron. J.*, **84** (1979), 1339.
- [46] Brown, R. L. and Chang, C. A., *Ap. J.*, **264** (1983), 134.
- [47] Penzias, A. A., Solomen, D. M., Jefferts, K. B. and Wilsen, R. W., *Ap. J.*, **174** (1972), L43.
- [48] Turner, B. E., *Ap. J.*, **186** (1973), 357.
- [49] Vrba, F. J., Strom, S. E., Strom, K. M., *Astron. J.*, **81** (1976), 1958.
- [50] Goldrich, P. and Kylafis, N. D., *Ap. J.*, **243** (1981), L75.
- [51] Gildrich, P. and Kylafis, N. D., *Ap. J.*, **253** (1982), 606.
- [52] Wannier, P. G. and Scoville, N. Z., *Ap. J.*, **267** (1983), 126.

(责任编辑 谢应纯)

## The Magnetic Field in Interstellar Medium

Chen Hua    Xin Jun

*(Department of Geophysics, Beijing University)*

### Abstract

Recently, the work of many authors in the field of astronomy has shown that interstellar magnetic field plays an important role in the formation and evolution of interstellar clouds as well as in the formation of stars. Therefore the study and estimate of the interstellar magnetic field are of great significance. Based on some newly observed evidence, we here present a brief review on some methods and results of observation of magnetic field in interstellar medium which includes diffuse medium, HI and HII regions, OH maser, infrared resource and protostar.