

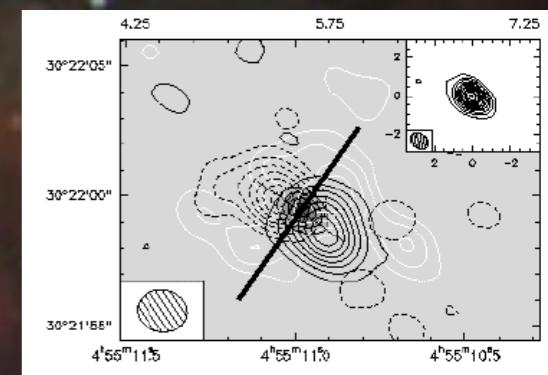
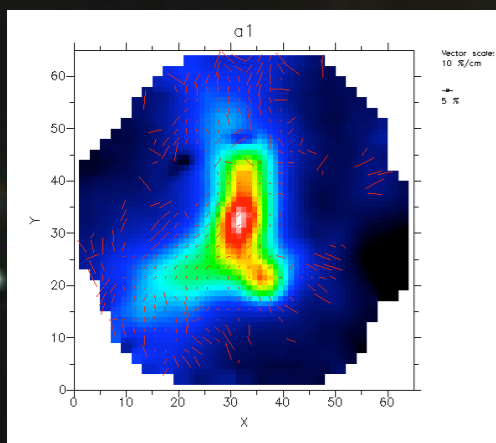
星の誕生と 磁場

星間分子雲から星周構造へ

田村元秀

神鳥亮 (国立天文台)

(総研大OB/2005卒)



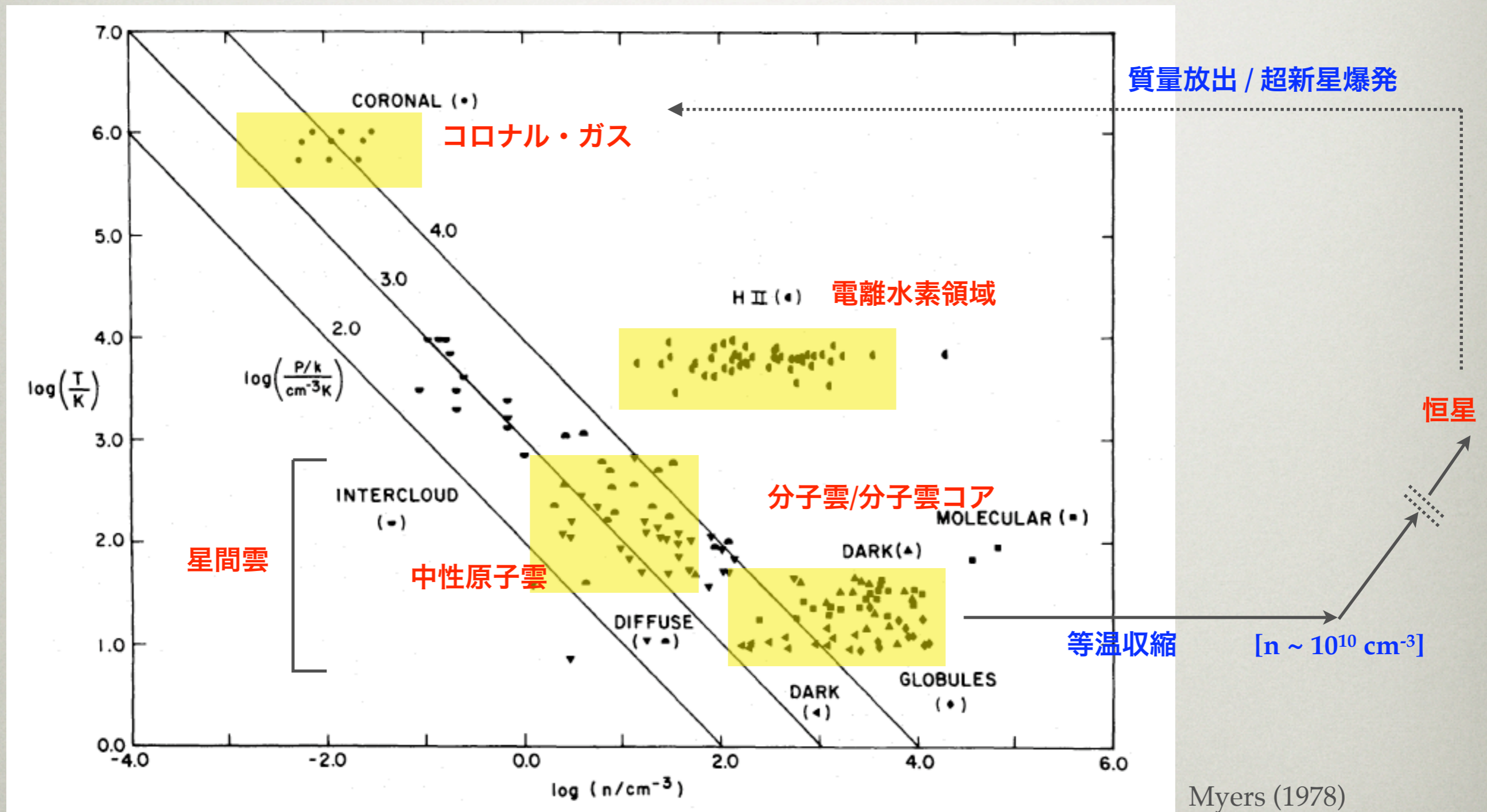
目次

- ・ 星の誕生現場：星間分子雲
- ・ 星間分子雲の観測的性質と星形成
- ・ 星間偏光とは？
- ・ 星間偏光による磁場の観測
- ・ SIRPOLとは？
- ・ オリオン座の様々なスケールでの磁場
- ・ まとめ

銀河系の物質構成

- 恒星（質量比90%）と星間物質（10%）
 - 電磁波で検出できる物質（w/o dark matter）
- 星間物質
 - ガス（質量比99%）：水素＋ヘリウムが主成分
 - ダスト/宇宙塵（質量比1%）：サイズ $\sim 0.1 \mu\text{m}$
- 物質循環
 - 1) 星間物質の収縮により恒星が誕生
 - 2) 恒星進化末期の質量放出 / 超新星爆発による星間空間への物質供給 1)へ戻る

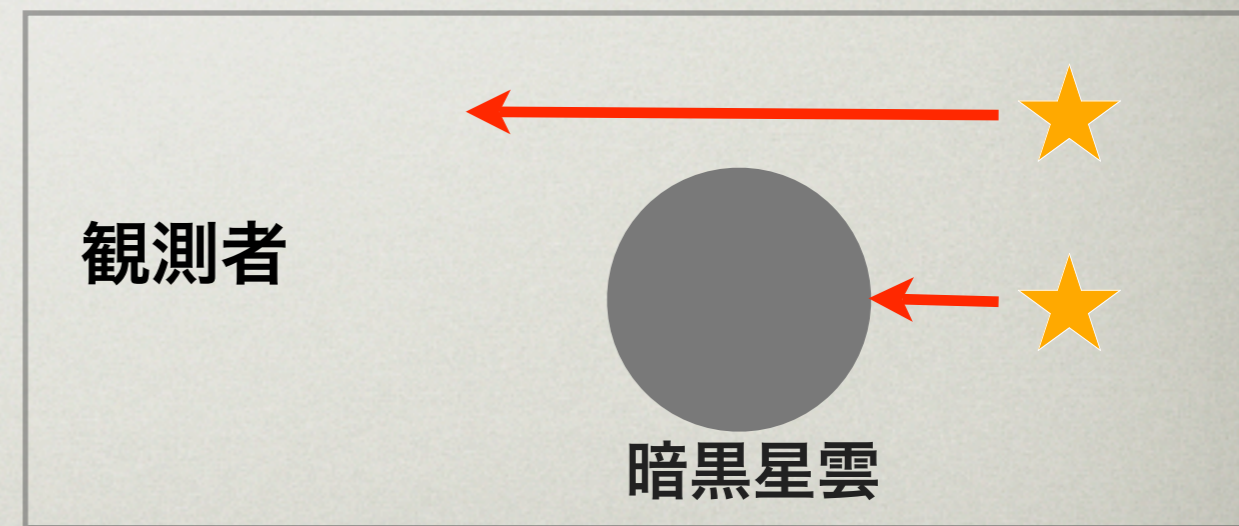
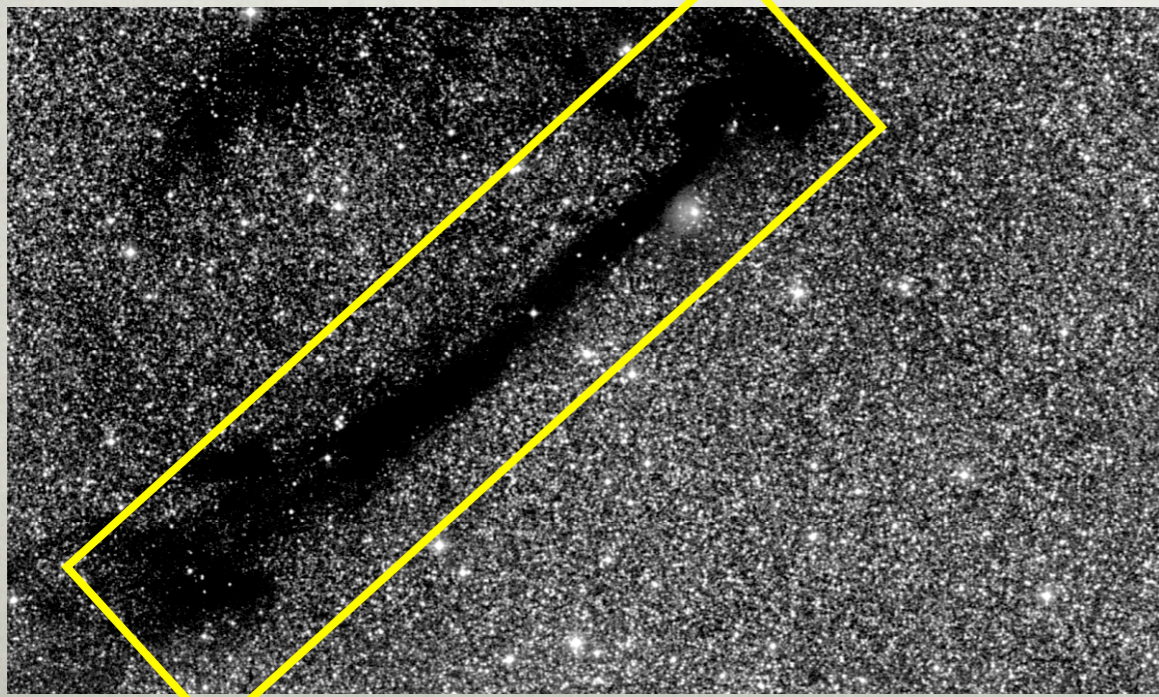
星間物質の諸相 (温度 vs. 密度)



星間分子雲：分子ガスのスペクトル線で観測される星間雲の総称

星の誕生現場：星間分子雲

- 星の誕生の場＝「分子雲（暗黒星雲）」
 - 組成：(水素)分子ガス＋宇宙塵/ダスト(質量の約1%)
 - 温度：10–30 K 質量： 10^2 – 10^5 太陽質量
 - 密度： 10^2 – 10^5 個/cm³
- 宇宙塵による背景星の光の遮へい
 - 太陽系近傍の分子雲＝暗黒星雲(星の無い暗い領域)



← 暗黒星雲の可視画像の例

星間空間を漂う宇宙の雲

● Elmegreen

- 宇宙の雲（分子雲）と空の雲の本質的な違いを3つあげるとしたら何か？

● （模範）回答

- (1) 分子雲は自己重力的である
- (2) 分子雲には超音速乱流がある
- (3) 分子雲には磁場がある

パイプ星雲

広がり～40光年、質量～1000太陽質量

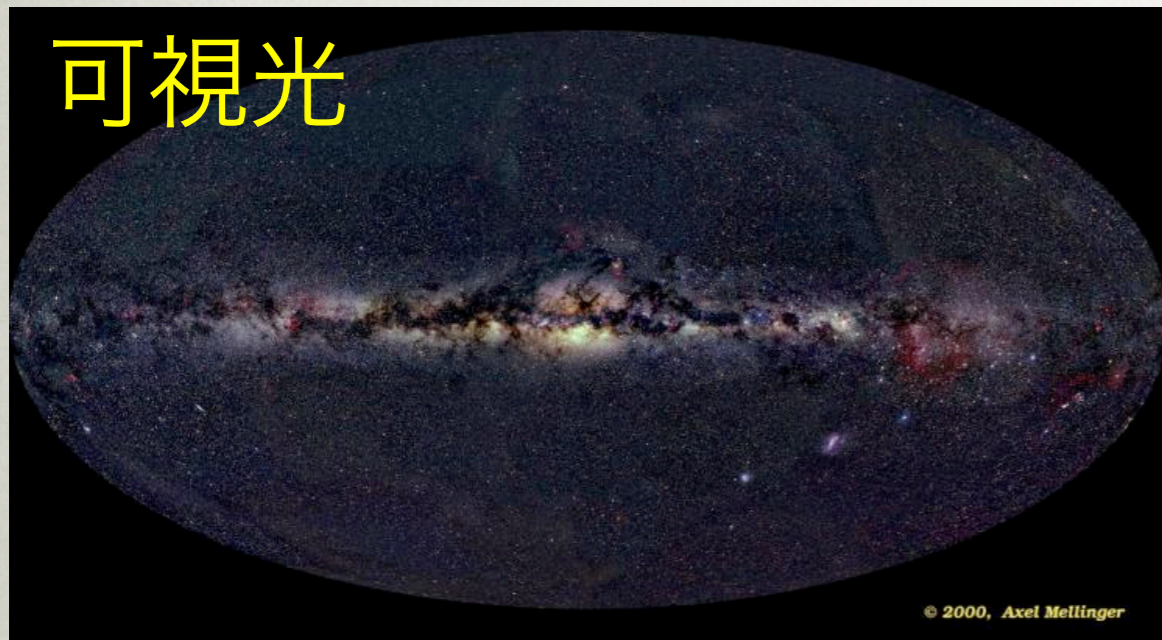
Marco Lorenzi, 2003

天の川（銀河系のサイドビュー）

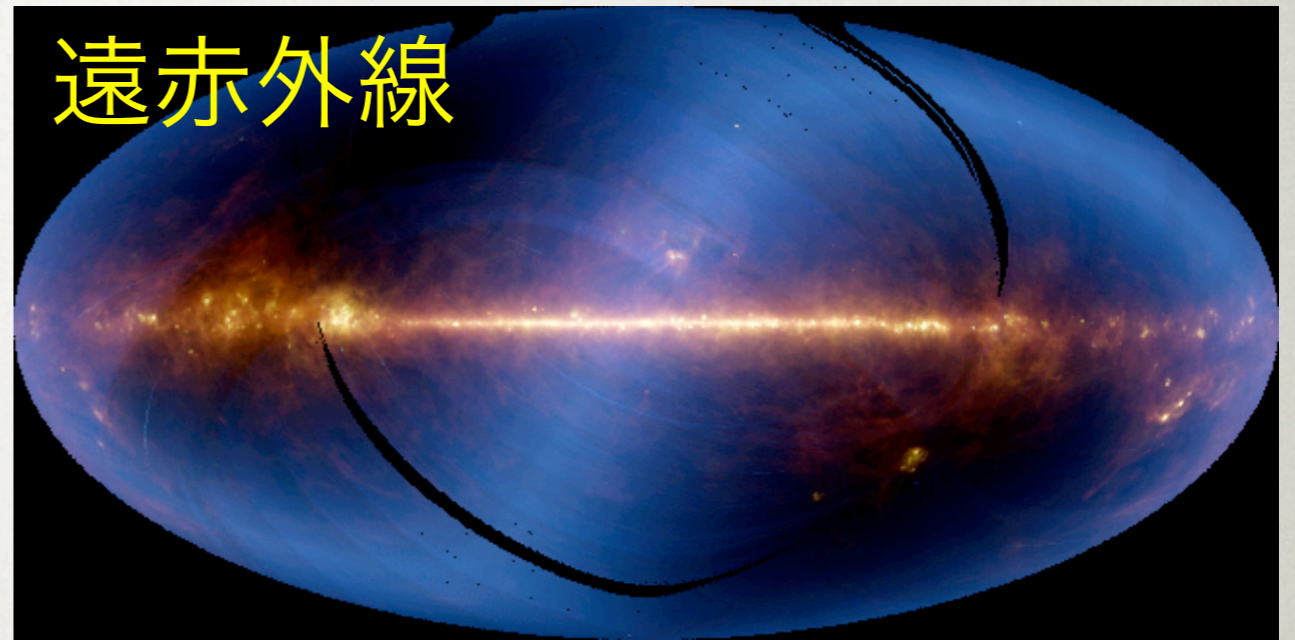


様々な波長で見た天の川

可視光



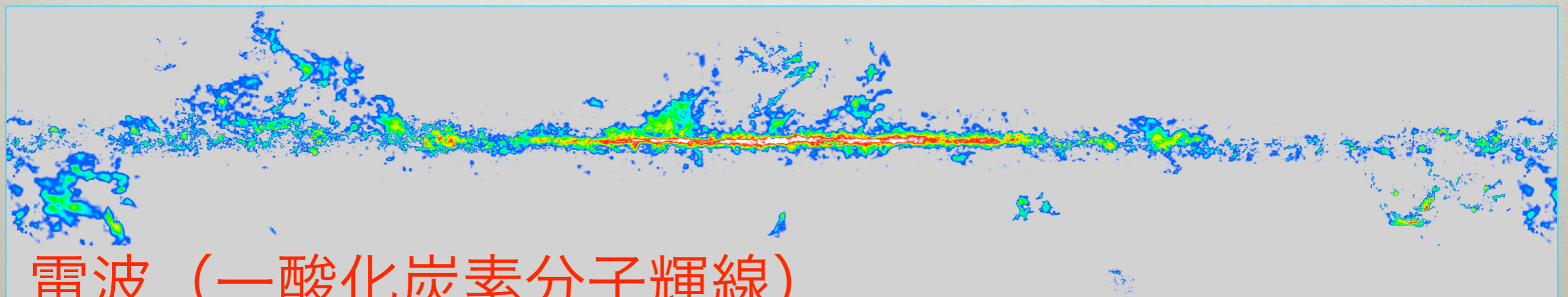
遠赤外線



近赤外線



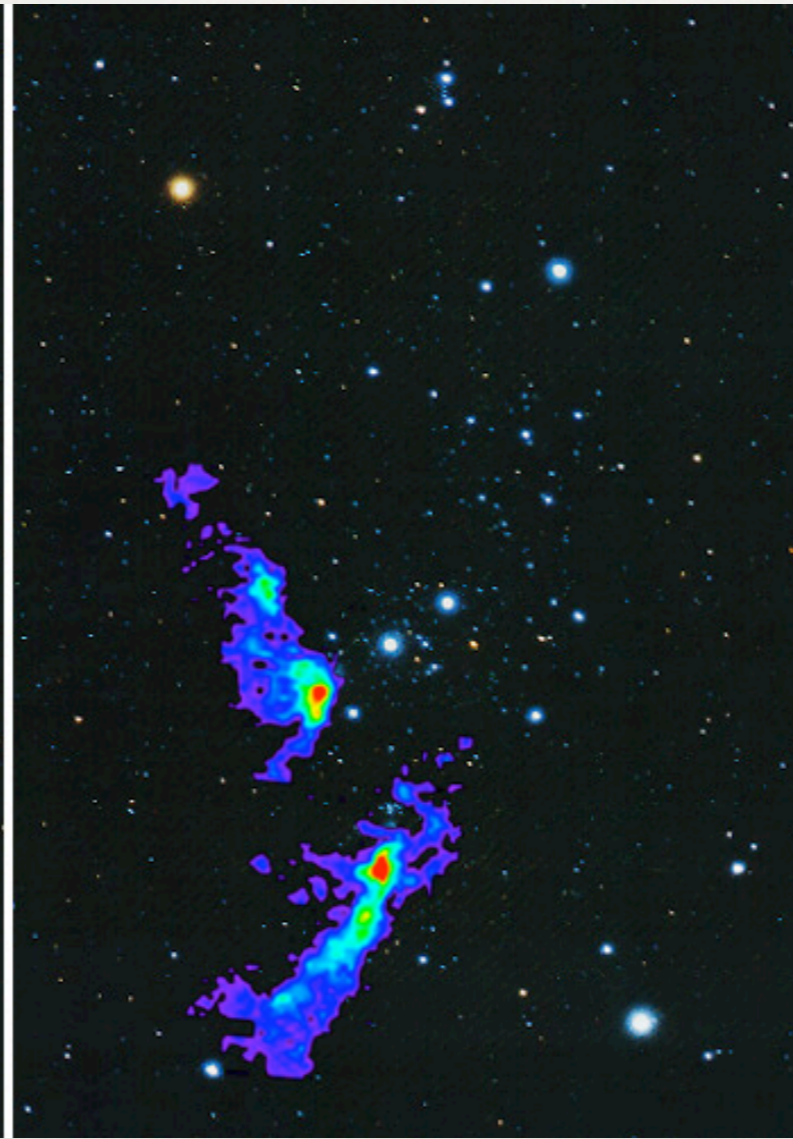
電波 (一酸化炭素分子輝線)



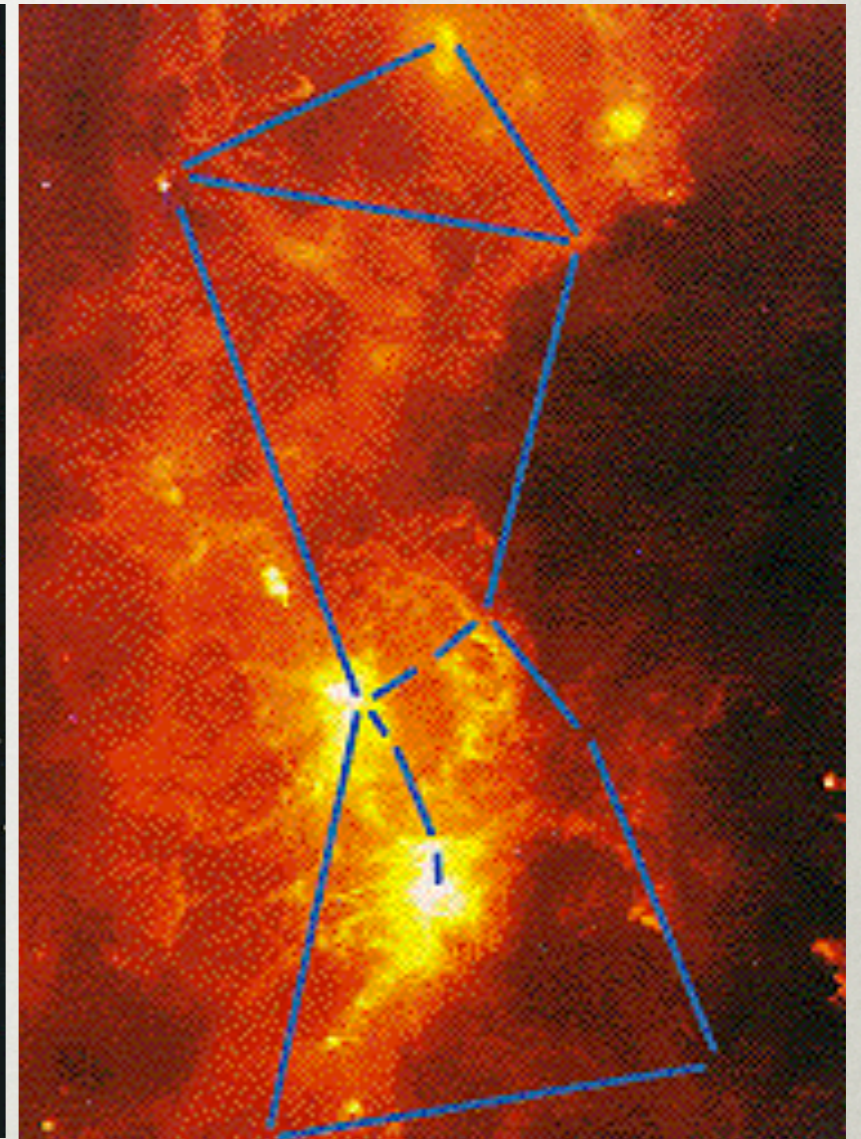
オリオン座の巨大分子雲の姿



可視画像



CO分子輝線強度



遠赤外線強度

(巨大)分子雲＝星の材料物質 (ガス・ダスト) の塊

なぜ赤外線やサブミリ波で観測？ (可視光ではなくて)

(1) 光の減衰を受けた天体を観測しやすい

宇宙のダストによる散乱・吸収（減光）

吸収係数 $\propto 1/\text{波長}$ 、散乱係数 $\propto 1/\text{波長}^4$

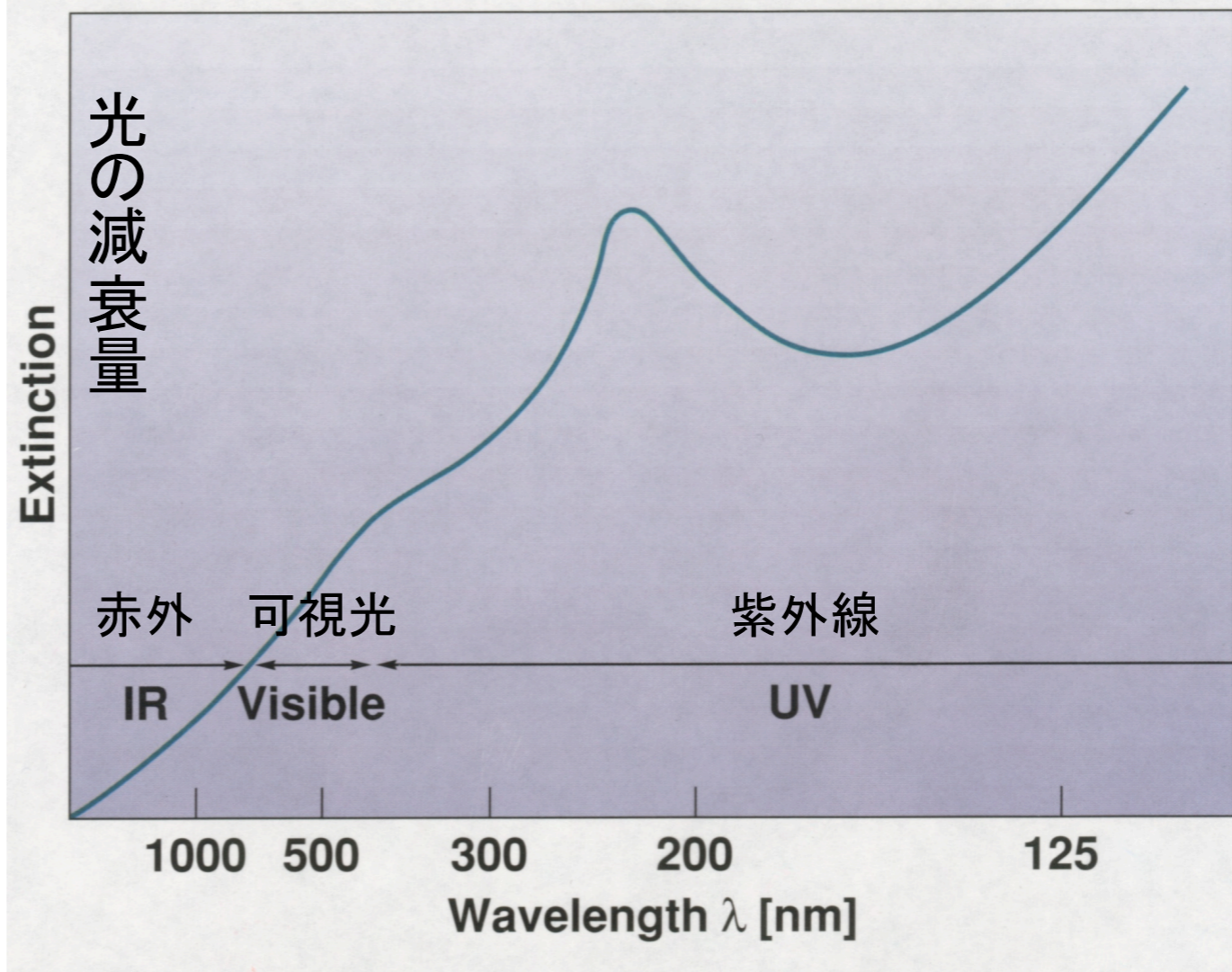
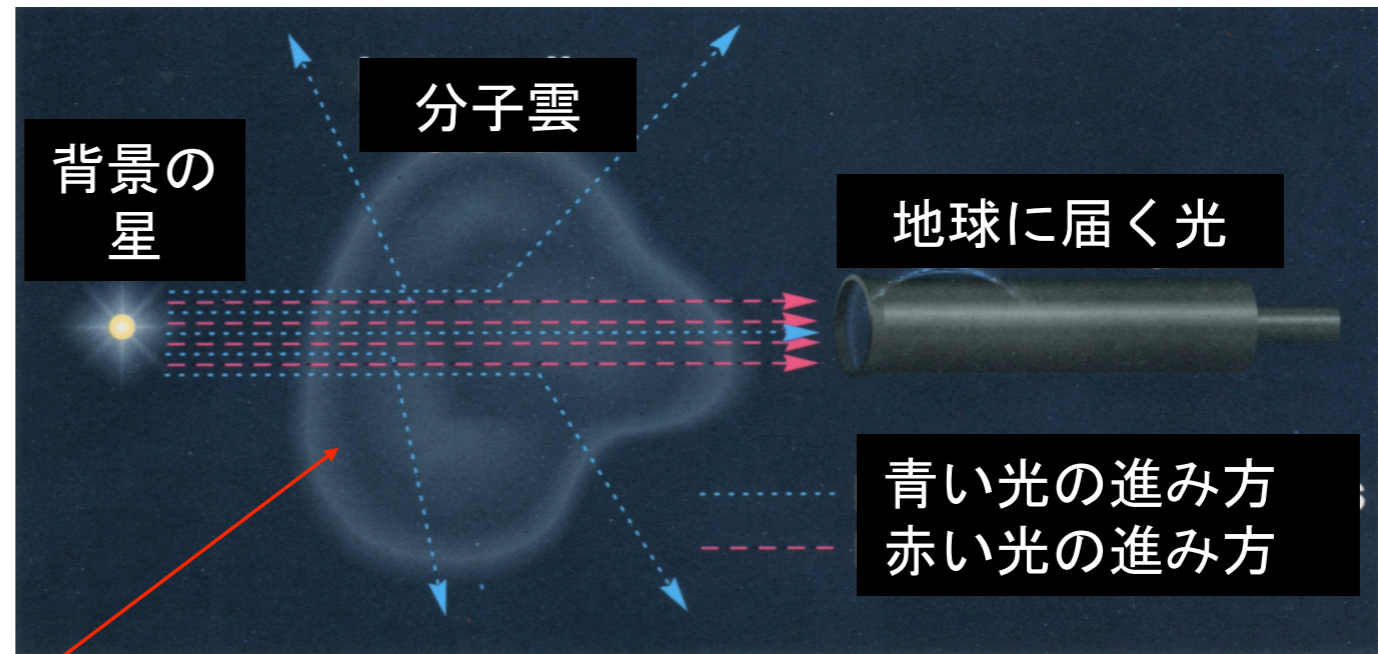
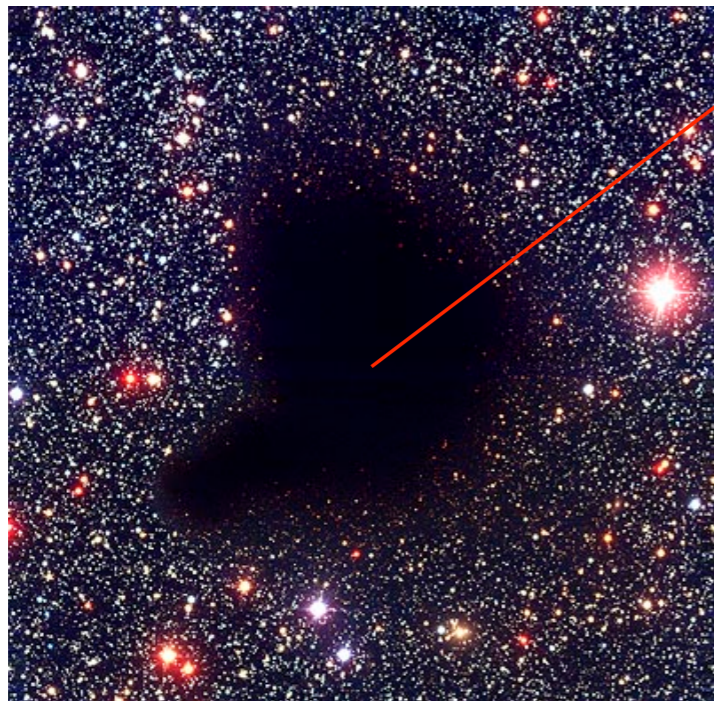
星形成領域、銀河中心、星形成銀河など

(2) 低温の天体を観測しやすい

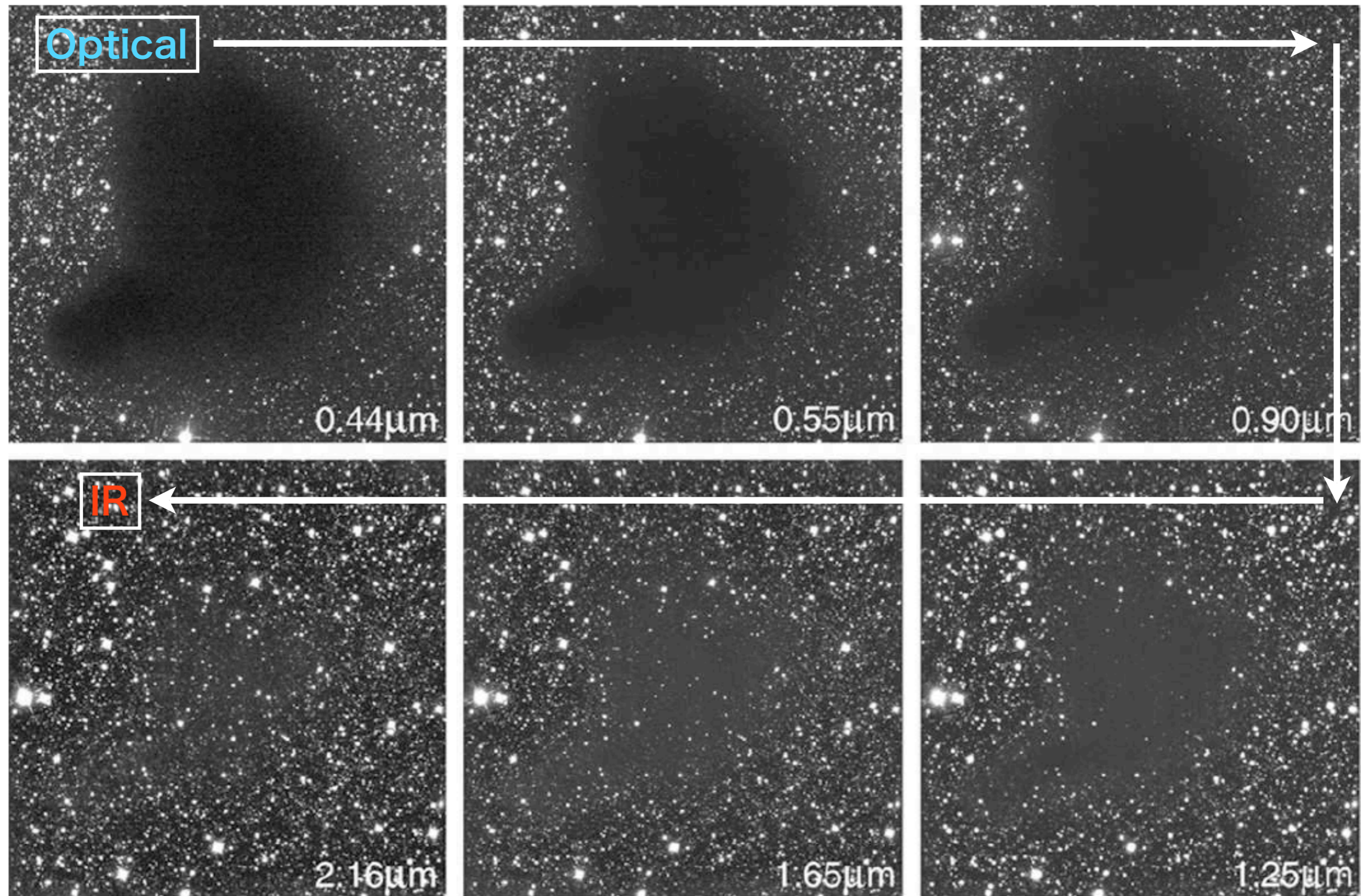
放出エネルギーの波長 λ_{max} (マイクロメートル) $\sim 3000 / T$ (絶対温度)

星の誕生プロセスは可視光では見えない
分子雲内の高密度領域で進行する

星間物質 による光の 減衰



ダストによる星間減光の例



ダストによる星間減光の例



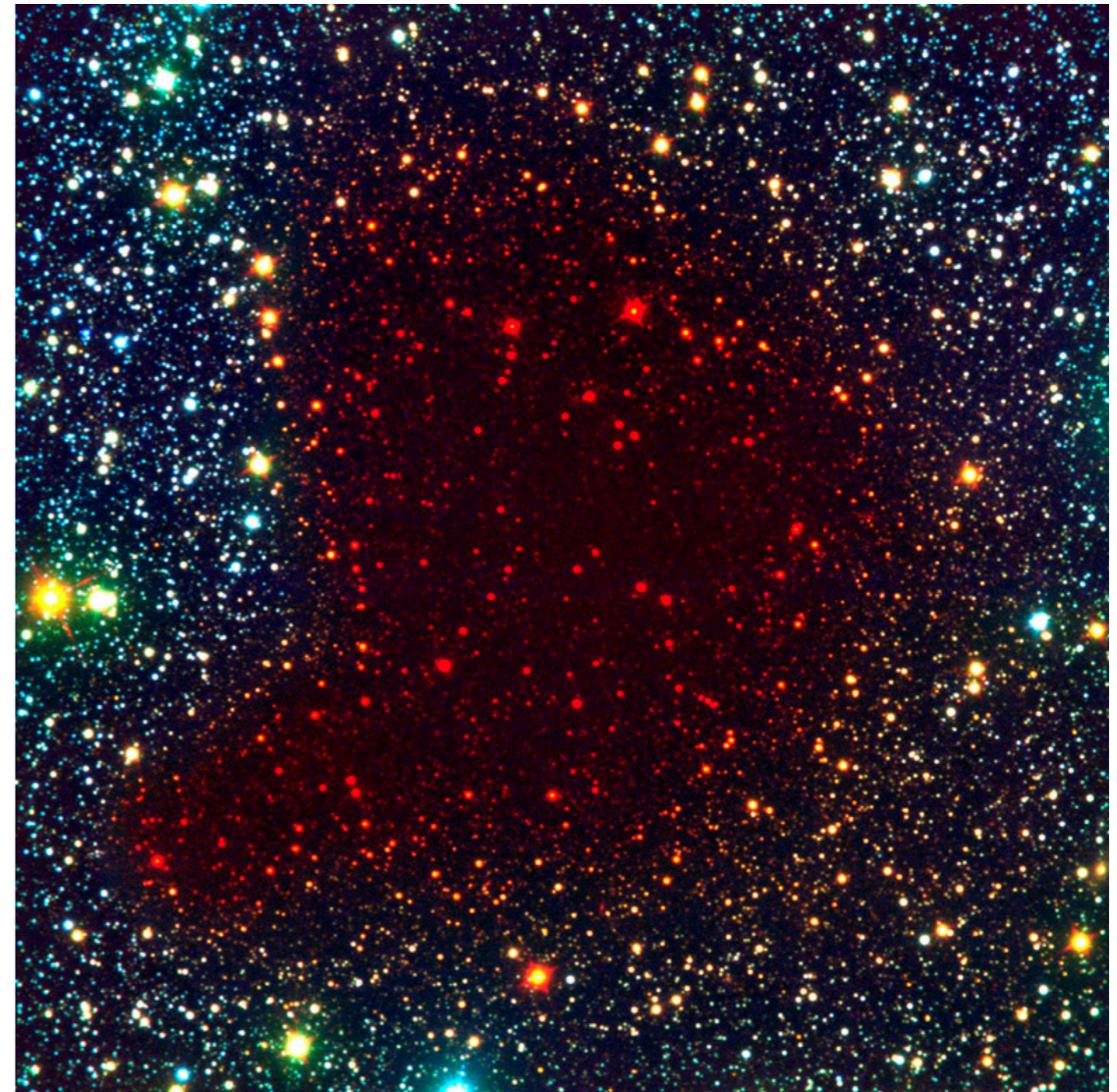
Pre-Collapse Black Cloud B68 (visual view)
(VLT ANTU + FORS 1)

ESO PR Photo 02a/01 (10 January 2001)

© European Southern Observatory



B, V, I band (composite)



Seeing Through the Pre-Collapse Black Cloud B68
(VLT ANTU + FORS 1 - NTT + SOFI)

ESO PR Photo 02b/01 (10 January 2001)

© European Southern Observatory



B, I, K band (composite)

なぜ赤外線やサブミリ波で観測？ (可視光ではなくて)

(1) 光の減衰を受けた天体を観測しやすい

宇宙のダストによる散乱・吸収（減光）

吸収係数 $\propto 1/\text{波長}$ 、散乱係数 $\propto 1/\text{波長}^4$

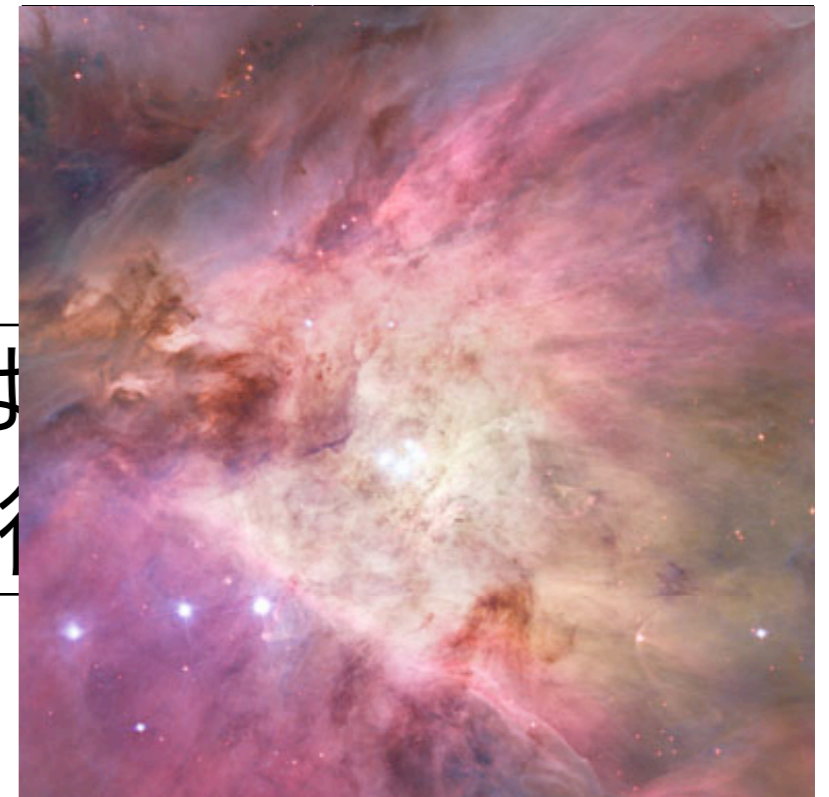
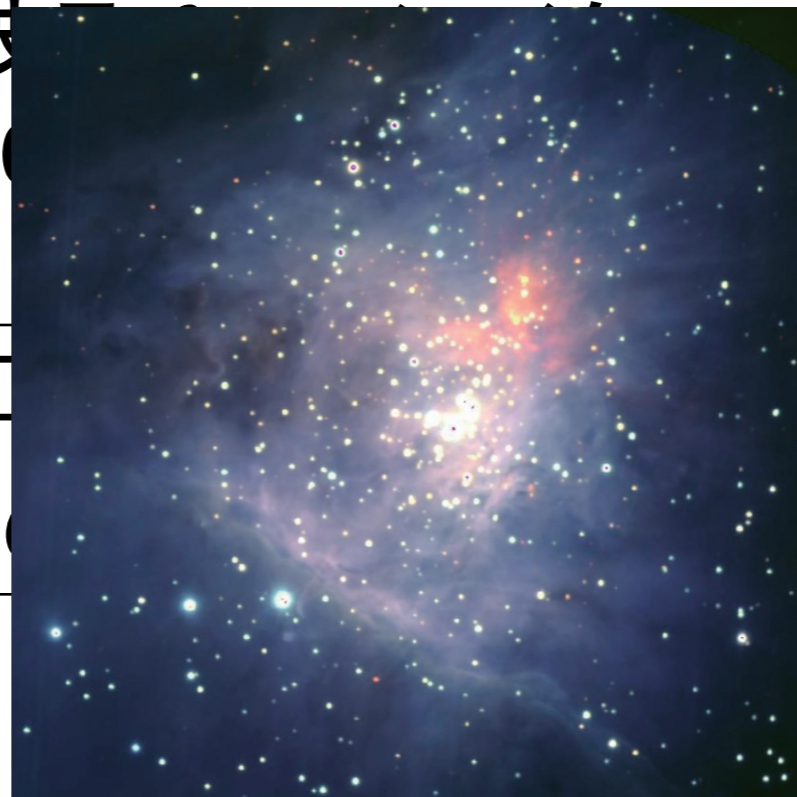
星形成領域、銀河中心、星形成銀河など

(2) 低温の天体を観測しやすい

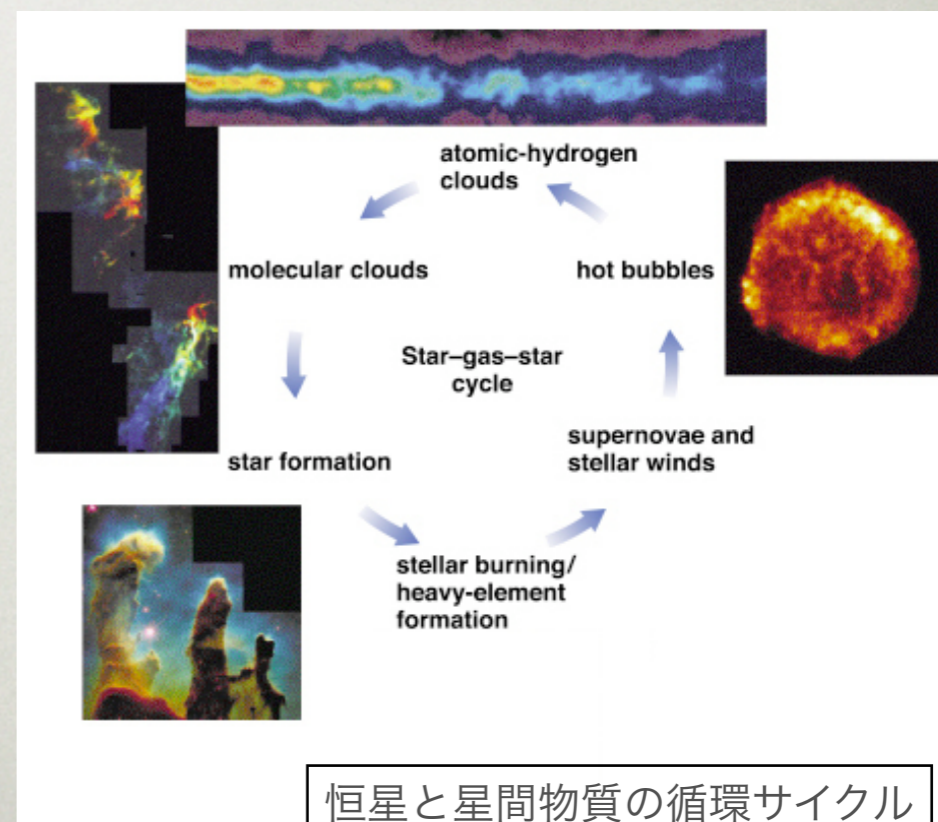
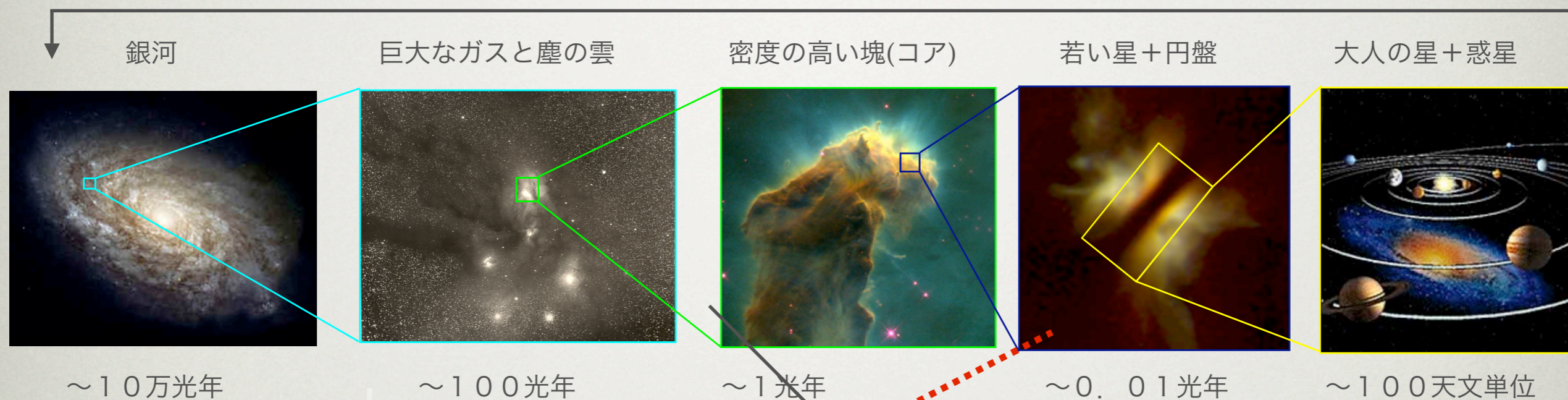
放出エネルギーの波長が長い（ミリメートル～

メートル）～ 3000

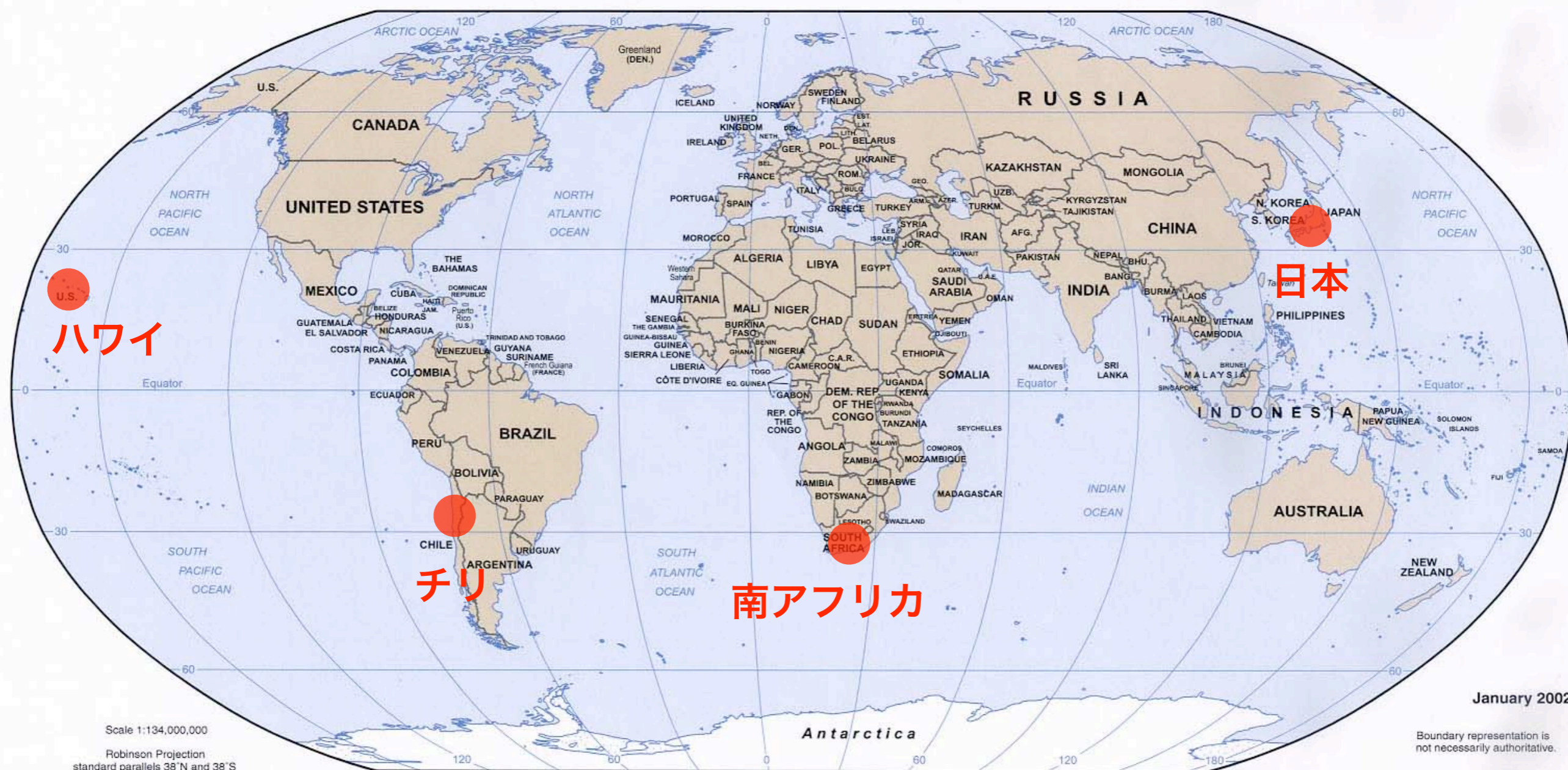
星の誕生プロセス
分子雲内



星間物質から星・惑星系の誕生まで

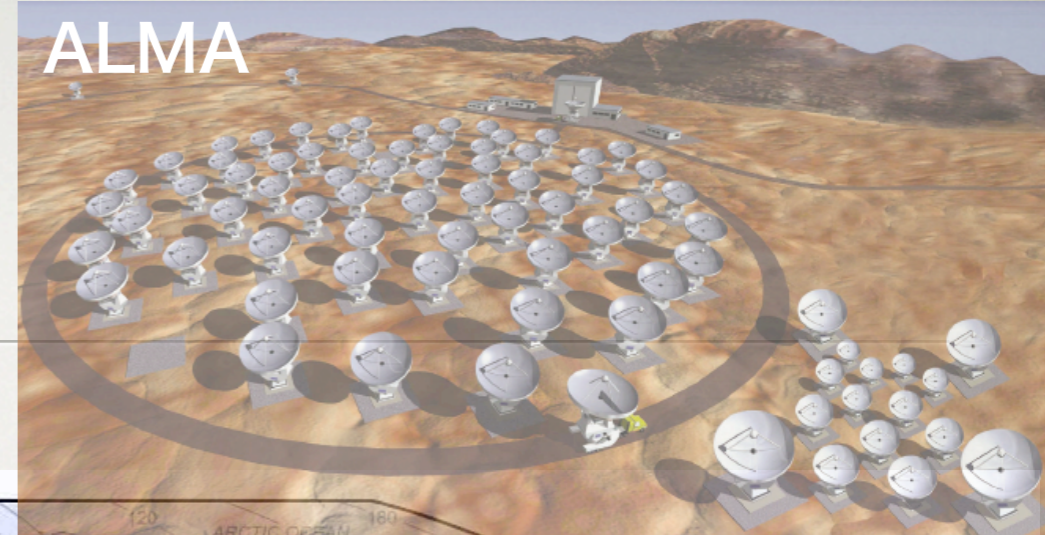


世界で活躍する日本の望遠鏡

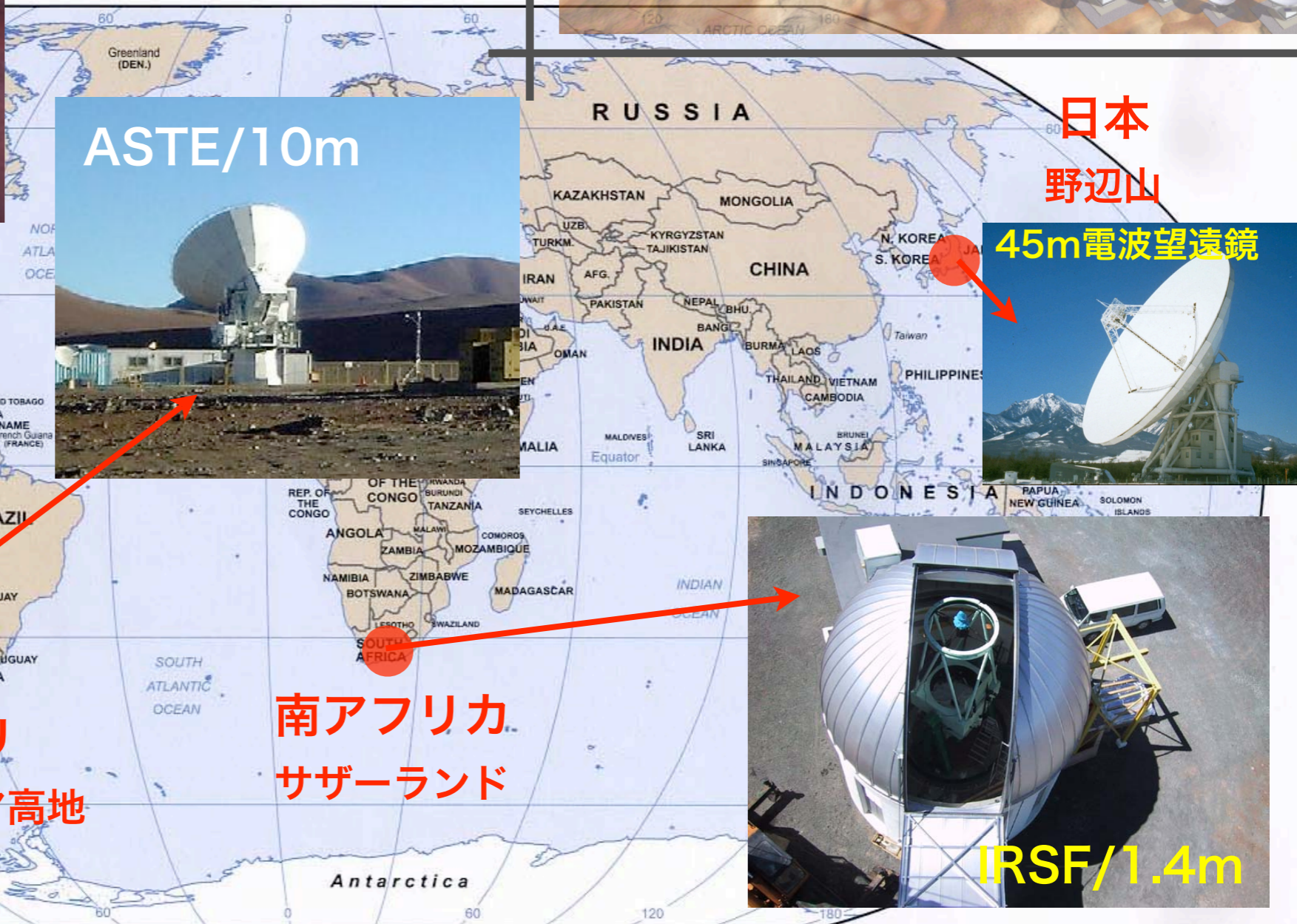




すばる/8.2m



ALMA



802804AI (R00352) 12-01

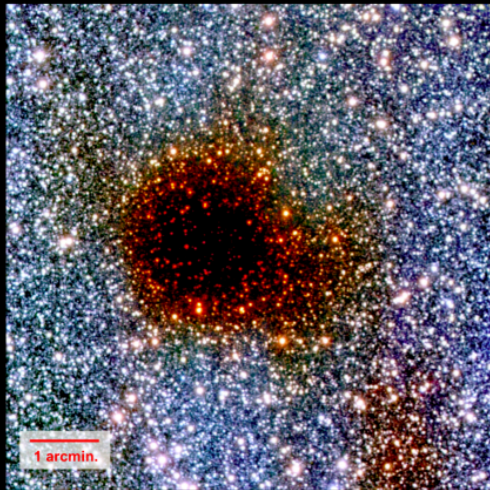
ファーストライト： なんてん (1996)、すばる (1999)、IRSF (2000)

星・惑星形成の概念図

(日本発信のデータで全ての段階を
カバーできるようになってきた！
—観測天文学の進展)

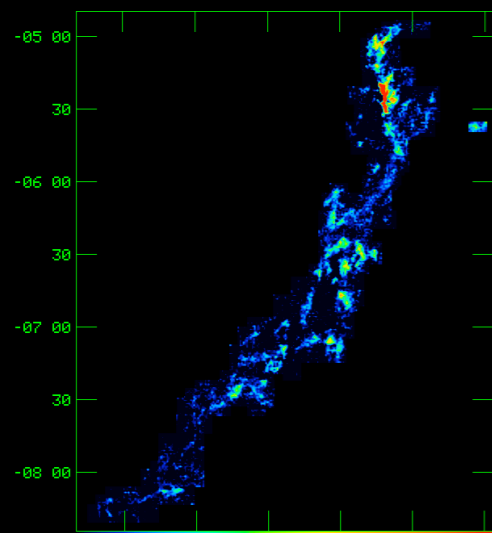
1. 重力による分子雲コアの収縮

Dark Cloud FeSt 1-457
Three Color Composite Image (Blue:J, Green:H, Red:Ks)



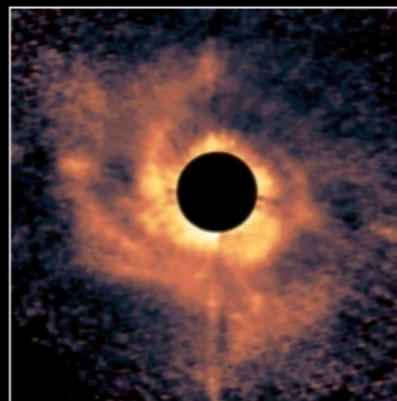
Simultaneous-3color InfraRed Imager **SIRIUS**
for Unbiased Survey

1万年
IRSF/SIRIUS



0. 分子雲、分子雲コア (野辺山、名大)

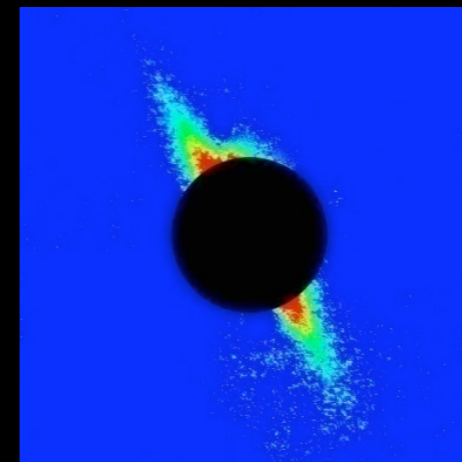
2. 原始惑星系円盤の形成



Protoplanetary Disk Surroundin
Subaru Telescope, National Astronomical Obs.
Copyright © 2004 National Astronomical O

百万年
Subaru/CIAO

3. 彗星や小惑星の形成



千万年
Subaru/CIAO/P

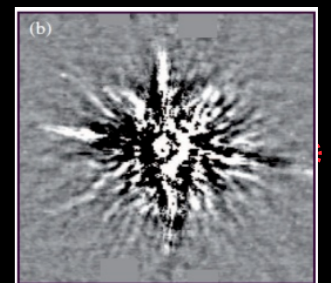
億年

Kaguya



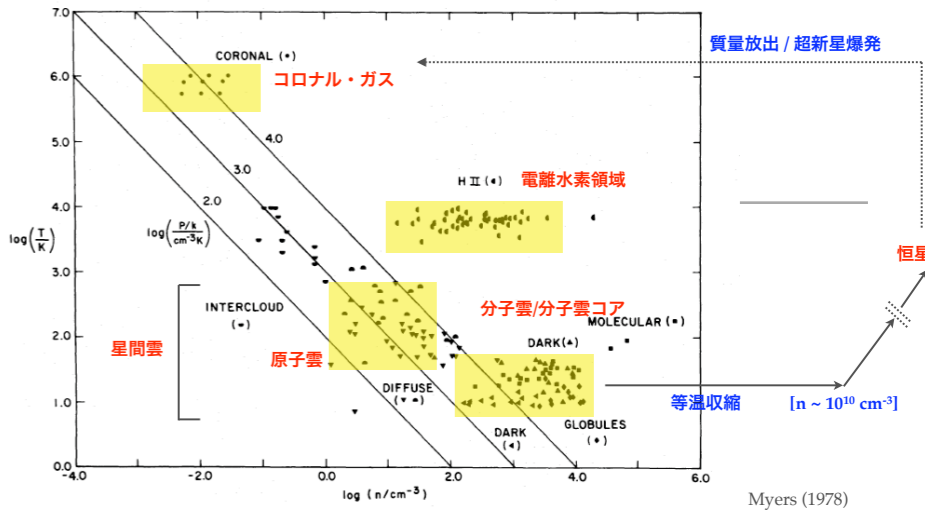
© JAXA/NHK

4. 惑星系

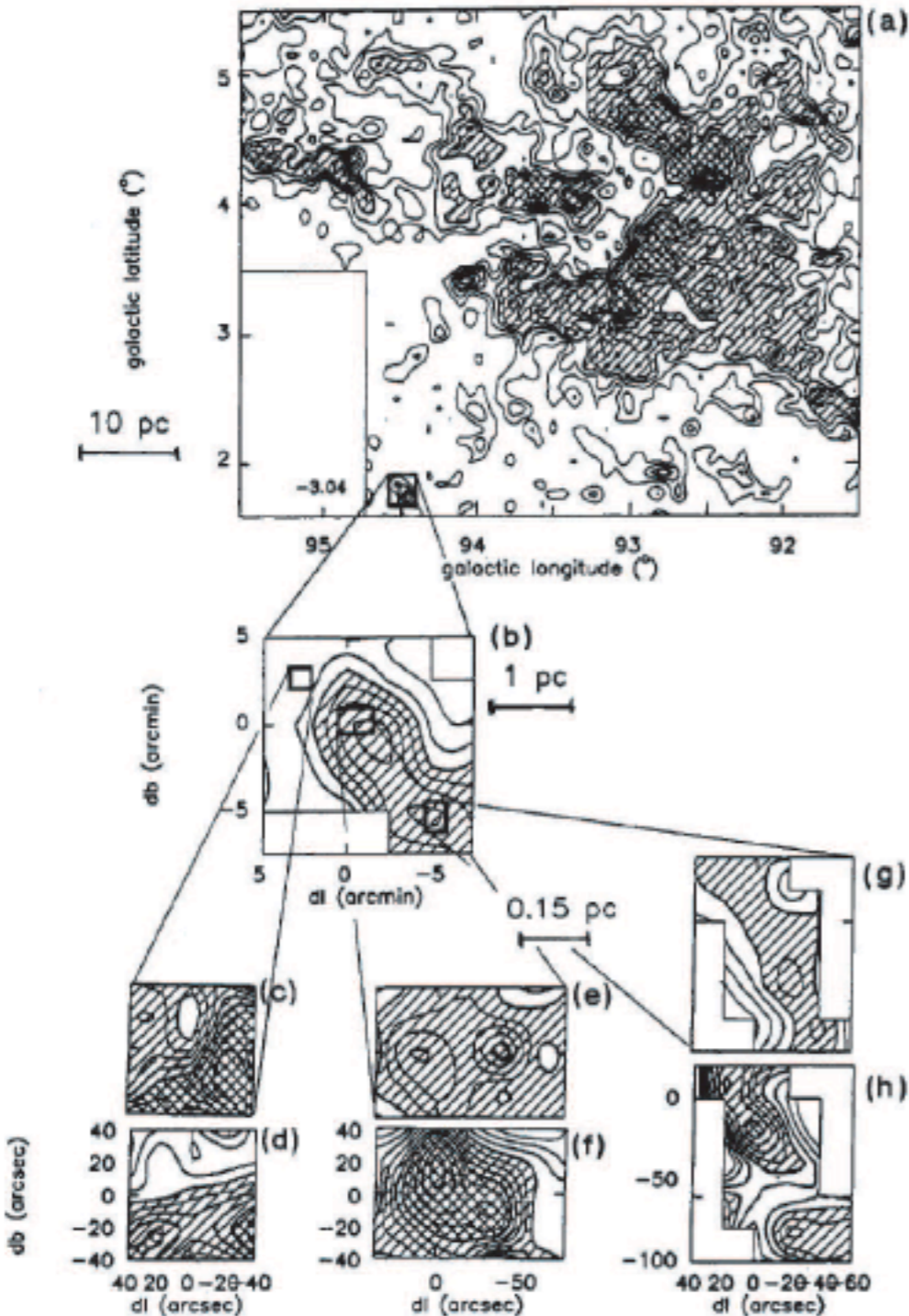


分子雲の観測的性質

・分子雲には階層構造がある。



サブ・ストラクチャ



分子雲の分類 (Goldsmith 1987)

巨大分子雲・ 分子雲複合体	広がり 密度 $n(\text{H}_2)$ 質量	20～80 pc 100～300 cm^{-3} $10^4 \sim 10^6 M_\odot$
クランプ・ 暗黒星雲	広がり 密度 $n(\text{H}_2)$ 質量	3～30 pc $10^3 \sim 10^5 \text{cm}^{-3}$ $10^3 \sim 10^5 M_\odot$
分子雲コア・ グロビュール	広がり 密度 $n(\text{H}_2)$ 質量	0.5～3 pc $10^4 \sim 10^6 \text{cm}^{-3}$ $10 \sim 10^3 M_\odot$

← 分子雲コア
= 星の直接の母体
(星形成の最小単位)
※ コアの性質 → 星の性質

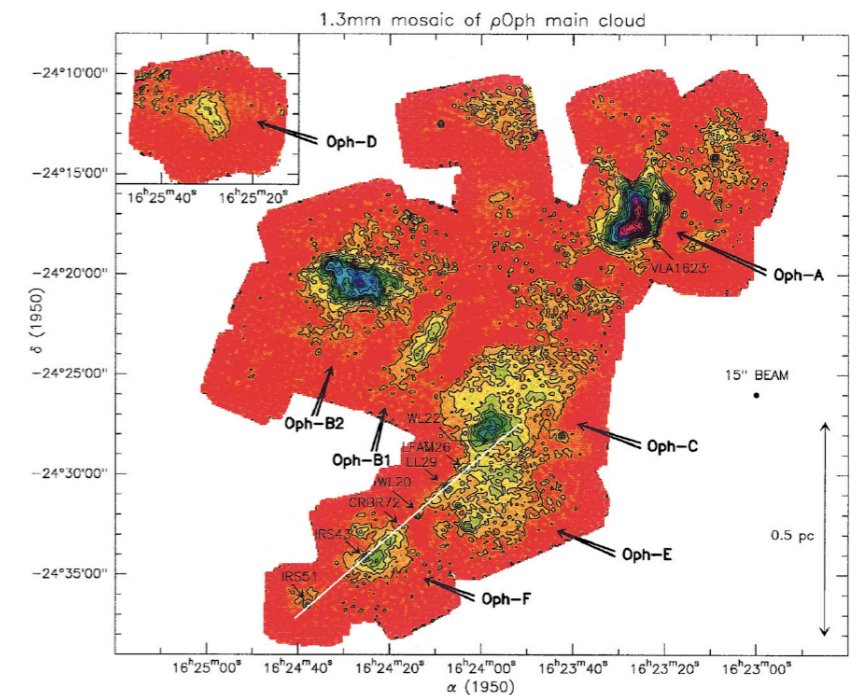
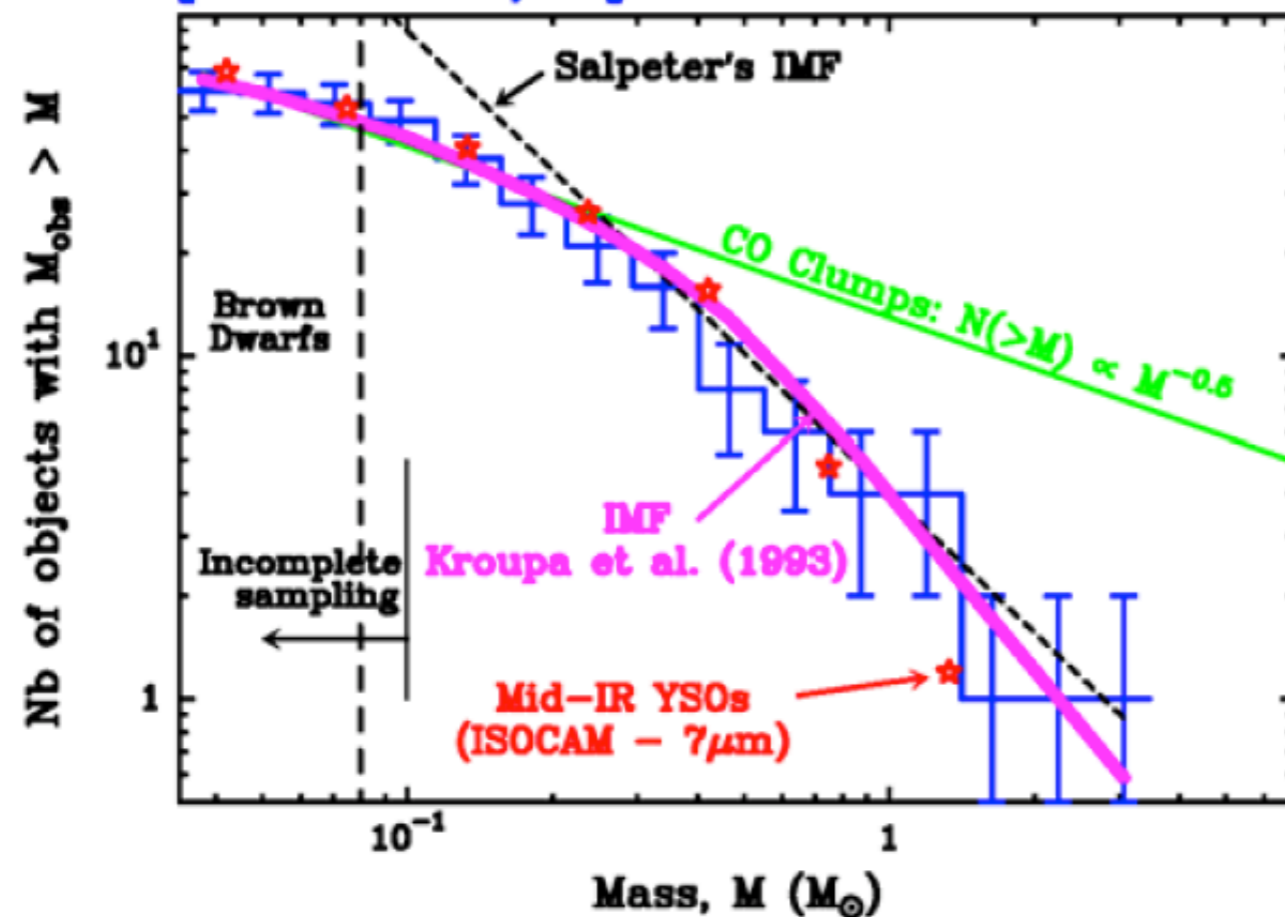
分子雲の観測的性質

・分子雲コアの質量スペクトル

- 恒星の質量の起源と分子雲コアの性質との結びつきを探る

- ✓ 質量スペクトル比較(恒星・コア)→類似したべきが様々な分子雲で観測
- ✓ 恒星の質量は分子雲コア(分子雲の重力分裂)の段階で決まっている可能性の示唆

Mass Spectrum of ρ Oph Prestellar Condensations



Motte et al. (1998)

分子雲の観測的性質

- **分子雲/分子雲コアの安定性、分裂・収縮過程、タイムスケール**
 - 自由落下時間
 - ジーンズ不安定（自己重力不安定）
 - ビリアル定理
- **磁場の役割の重要性**
 - 構造形成
 - ✓ 物質と磁場の凍結、磁気圧の非等方性、収縮方向の制御（磁力線に沿った収縮）
 - 分子雲/分子雲コアのサポート
 - ✓ 磁気臨界質量、磁気静水圧平衡
 - 観測的には様々な空間スケールでの磁場強度、磁場の向きの測定が重要

分子雲の安定性

● Free fall time: t_{ff}

- 自由落下時間：星間雲の不安定性や星の形成過程に対する目安としてよく用いられる。
- 星間雲の収縮初期は自由落下の状態で行進。
- コラプスにより重力エネルギーが解放（ダストによる遠赤外放射）：ガスが放射に対して光学的に薄い段階では、放射冷却により雲は等温的に収縮できる。ガス密度 $n(\text{H}_2)$ が 10^{10}cm^{-3} 以上になると opacity limit で、自由落下の段階は終了。

$$t_{\text{ff}} = \left(\frac{3\pi}{32G\rho_0} \right)^{1/2} = \frac{1.37 \times 10^6}{\sqrt{n/10^3}} \quad \boxed{\text{初期密度のみの関数。 } n=10^5 \text{ cm}^{-3} \text{ のとき } t_{\text{ff}} \sim 10^5 \text{ yr}}$$

- GMCの典型的な密度 $n=10^2 \text{ cm}^{-3}$ での $t_{\text{ff}} \sim 4 \times 10^6 \text{ yr}$ 。
- 太陽軌道よりも銀河系の内側にあるGMCの総質量 $\sim 10^9 M_{\odot}$ 。
- GMCが t_{ff} でコラプスして星が形成されるとすると、Galactic star formation rate は、

$$\dot{M}_* = \frac{10^9 M_{\odot}}{4 \times 10^6 \text{ yr}} = 250 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$$

- 観測から求められたGalactic star formation rate $\sim 3 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ 。
 - 重力収縮を妨げる機構の存在を示唆。
 - 超音速乱流は大局的には重力収縮運動とは無関係。

分子雲の安定性

● ジーンズ不安定

- 圧力平衡にあるガスは、ガス中の濃密部の自己重力による引力のため、圧力の擾乱の成長に対して不安定になることがある(重力不安定/ジーンズ不安定)。
- 等温 T_0 、等密度 ρ_0 で、無限の広がりを持つガスを考える(物理的には問題のある仮定)。
- 基礎方程式(連続の式、運動方程式、ポアソン方程式、状態方程式)に微小振幅の断熱的擾乱(摂動項 v_1, T_1, P_1, ρ_1)を与えて解く。分散関係から重力不安定を起こす臨界波長が見積もれる:

$$\lambda_J^2 = \frac{\pi C_s^2}{G \rho_0}$$

- 臨界波長の1/2を、 $L_J = \lambda_J / 2$ においてジーンズ長と呼ぶ:
(擾乱のスケール $\lambda > L_J$ のとき、擾乱は成長)

$$L_J = C_s \sqrt{\frac{\pi}{4G\rho_0}} \propto \sqrt{\frac{T}{n}}$$

- ジーンズ質量 M_J :

$$(M > M_J \text{ のとき重力不安定}) \quad M_J = \frac{4}{3} \pi L_J^3 \rho_0 = \frac{\pi^{5/2}}{6G^{3/2}} \frac{C_s^3}{\sqrt{\rho_0}} \propto \sqrt{\frac{T^3}{n}}$$

分子雲 (10K) でのジーンズ長とジーンズ質量

$n = 10 \text{ cm}^{-3}$	$L_J = 4.1 \text{ pc}$	$M_J = 42 M_\odot$
$n = 10^2 \text{ cm}^{-3}$	$L_J = 1.3 \text{ pc}$	$M_J = 13 M_\odot$
$n = 10^3 \text{ cm}^{-3}$	$L_J = 0.4 \text{ pc}$	$M_J = 4.2 M_\odot$
$n = 10^4 \text{ cm}^{-3}$	$L_J = 0.1 \text{ pc}$	$M_J = 1.3 M_\odot$

磁場が重要で無い場合の重力収縮の空間スケール・時間スケールは、自由落下時間とジーンズスケールで決まる。

巨大分子雲 (GMCs) の観測的性質

● 星間磁場の測定

- 磁場強度 (視線方向) : ゼーマン効果、偏波のFaraday回転など
- 天球上での磁場の向き : ダストによる星間偏光の観測、ダスト熱放射の偏波観測など

● 磁場強度

- 太陽 $\sim 1\text{mG}$ 、分子雲 $\text{several} \times 10 \mu\text{G}$ 、銀河磁場 a few mG

磁場強度の経験則 :

$$B \propto \sqrt{n} \quad [\mu\text{G}]$$

例えば、

HI雲 : $n=1-10$ 、 $B=1-3 \mu\text{G}$

CO雲 : $n=10^3$ 、 $B=30 \mu\text{G}$

コア : $n=10^6$ 、 $B=1 \text{ mG}$

凍結磁場 : $M/\Phi = \text{const.}$

磁力線に沿った1方向の収縮
(シート形成)
 $B = \text{const.}$

球対称収縮

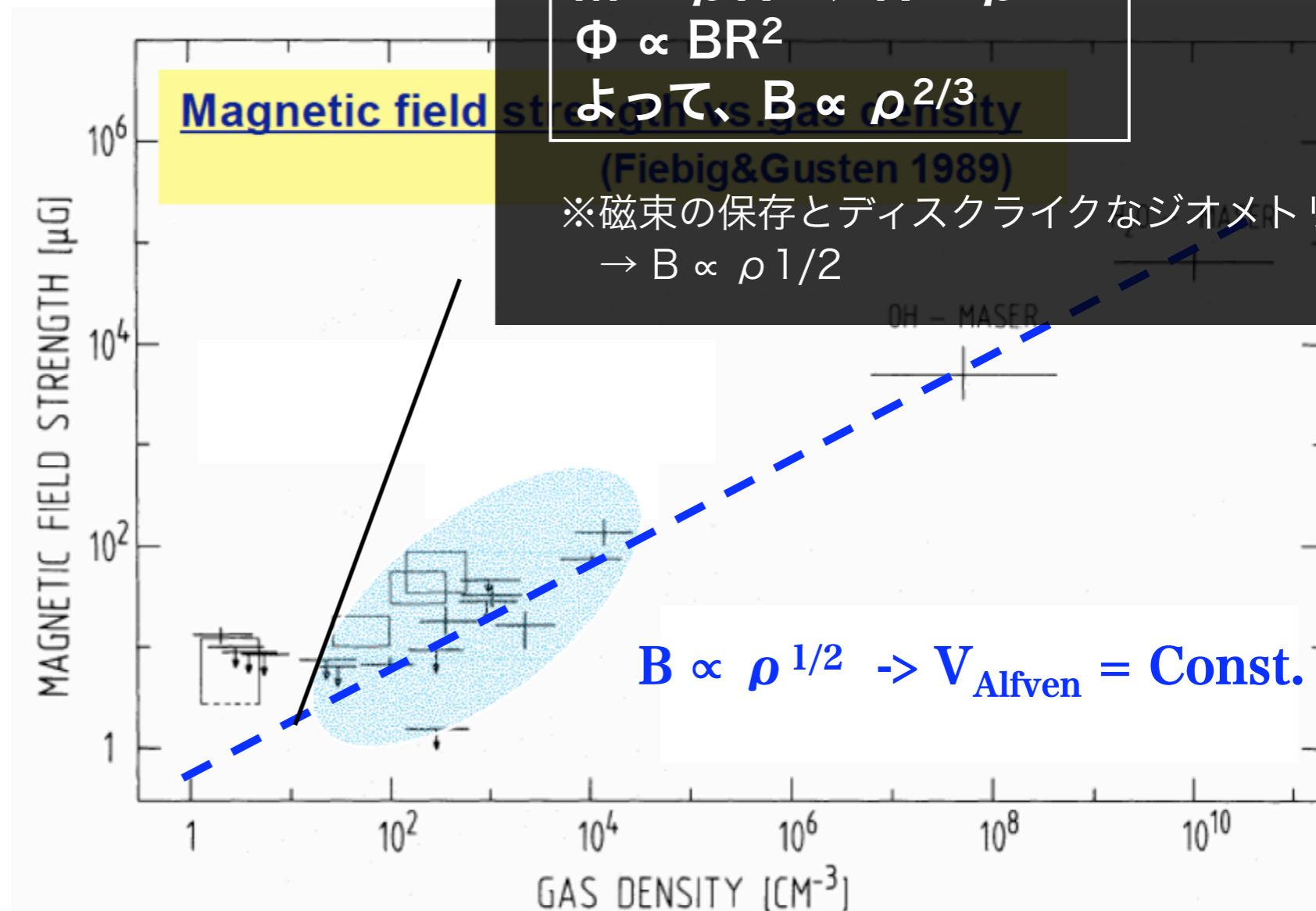
$$M \propto \rho R^3 \rightarrow R \propto \rho^{-1/3}$$

$$\Phi \propto BR^2$$

$$\text{よって、} B \propto \rho^{2/3}$$

(Fiebig & Gusten 1989)

※磁束の保存とディスクライクなジオメトリ
 $\rightarrow B \propto \rho^{1/2}$



巨大分子雲 (GMCs) の観測的性質

- 分子雲中の音速とAlfven波

- 星間雲中の音速 C_s :

$$C_s = \sqrt{\frac{\gamma RT}{\mu}} \propto \sqrt{T} \quad (\gamma \text{は比熱比、}\mu \text{は平均分子量})$$

HI領域 $T \sim 10^2 \text{ K}$ $C_s \sim 1 \text{ km/s}$

分子雲 $T \sim 10 \text{ K}$ $C_s \sim 0.1 \text{ km/s}$

- Alfven波

磁場が凍結した非圧縮性流体中で、磁場に沿った方向に伝わる横波。その伝播速度 (Alfven速度) C_A は、

$$C_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi n}} = 1.38 \times 10^6 \frac{B}{\sqrt{n}} \quad (B \text{は磁場強度、} n \text{は密度})$$

$$B \propto \sqrt{n} \quad (\text{経験則}) \text{より、} C_A = \text{Const.}$$

$n=10^3$ 、 $B=30\mu\text{G}$ とすると、 $C_A \sim 1 \text{ km/s}$
このとき、 $C_A > C_s$

- 分子雲で観測される典型的な線幅 σ :

$$\sigma = 1 \sim 2 \text{ [km/s]} > 0.1 \sim 0.2 \text{ [km/s]} \quad (\text{音速@10K})、\sigma \sim C_A$$

- 気体温度からの予測よりも広い線幅→超音速乱流の存在 (分子雲はturbulent)

- 雲が磁場によって維持されているなら、線幅はAlfven波による非熱的運動に起因

分子雲の安定性

● ビリアル定理

- 孤立系を考えると系内には、重力エネルギー、運動エネルギーなど様々な形態のエネルギーが存在。ビリアル定理は、系が力学的に平衡状態にあるとき、これらのエネルギーの間にどのような関係があるか示したものの。
- 球対称のガス雲：半径R、質量M、体積V、外圧P_s、磁場Bを考える。運動方程式は、

$$\rho \frac{dv}{dt} = -\nabla P + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times B) \times B - \rho \nabla \Phi \quad - (1)$$

$$\text{微分関係式：} \quad \frac{1}{2} \frac{d^2 r^2}{dt^2} = \frac{d}{dt} \left(r \frac{dr}{dt} \right) = v^2 + r \frac{dv}{dt} \quad - (2)$$

$$\text{慣性モーメント：} \quad I = \int_V \rho r^2 dV \quad - (3)$$

式(2)の両辺にρを掛け、右辺第2項に式(1)を代入すると、

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} = \int_V \rho v^2 dV - \int_V r \frac{dP}{dr} dV + \frac{1}{8\pi} \int_V (B^2 - B_0^2) dV - \int_V \rho \frac{GM(r)}{r} dV \quad - (4)$$

ここで、上式の右辺第2項は、

$$\int_V r \frac{dP}{dr} dV = 4\pi \int r^3 \frac{dP}{dr} dr = -3 \int_V P dV + 4\pi R^3 P_s \quad - (5)$$

よって、

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} = \underbrace{\int_V \rho v^2 dV + 3 \int_V P dV}_{\text{雲内の全運動エネルギー} \equiv 2T} - \underbrace{4\pi R^3 P_s}_{\text{外圧の項} \equiv 2T_s} + \underbrace{\frac{1}{8\pi} \int_V (B^2 - B_0^2) dV}_{\text{磁場のエネルギー} \equiv M} - \underbrace{\int_V \rho \frac{GM(r)}{r} dV}_{\text{重力エネルギー} \equiv W} \quad - (6)$$

まとめると、

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} = 2(T - T_s) + M + W \quad - (7)$$

$$(9) \quad \begin{cases} T = \int_{V_{cl}} \left(\frac{3}{2} P + \frac{1}{2} \rho v^2 \right) dV \equiv \frac{3}{2} \bar{P} V_{cl} \\ T_s = 4\pi R^3 P_s = \frac{3}{2} P_s V_{cl} \\ 2(T - T_s) = 3(\bar{P} - P_s) V_{cl} \\ W = -\frac{3}{5} a \left(\frac{GM^2}{R} \right) \equiv -3P_G V_{cl} \end{cases}$$

Gravitational Pressure P_Gを定義：

$$P_G = \frac{3}{5} a \left(\frac{GM^2}{R} \right) \frac{1}{3V_{cl}} = \frac{3a}{20\pi} \left(\frac{GM^2}{R^4} \right)$$

Mean surface density $\Sigma = M/\pi R^2$ より、

$$P_G = \frac{3\pi a}{20} G \Sigma^2 = 1.39 \times 10^5 \frac{\bar{N}_H}{10^{22}} \text{ K cm}^{-3} \quad - (8)$$

雲が力学的な平衡状態にあるとき、(7)式の左辺=0になるので、(9)式と用いて整理すると、

$$\bar{P} = P_s + \frac{M}{3V_{cl}} + \frac{W}{3V_{cl}} = P_s + P_G \left(1 - \frac{M}{|W|} \right) \quad - (10)$$

分子雲の安定性

● Are GMCs gravitationally bound?

- 雲が力学的平衡にあるとき、雲内部の平均圧力は、外圧+磁気エネルギーのウェイト分を差し引いた雲の質量：

$$\bar{P} = P_s + P_G \left(1 - \frac{M}{|W|} \right)$$

雲のTotal Energy:

$$E = T + M + W \quad E = \frac{3}{2} \left[P_s - P_G \left(1 - \frac{M}{|W|} \right) \right] V_{cl} \quad - (11)$$

(11)式を用いて雲の安定性の議論ができる。簡単のため磁場の項を無視すると、雲がバウンドされるための条件 (E<0) は、P_G>P_sとなる。

P_s≫P_Gの場合は、雲はpressure - confined。Pressure - confined cloudは、transientな天体であると考えられる。

GMCsの観測より、P_G~2×10⁵ K cm⁻³。この値は太陽系近傍での外圧~2.8×10⁴ K cm⁻³よりも一桁大きい。→GMCsは力学的に安定な状態。重力的にバウンドされていると考えられる。

Inner GalaxyではP_sが増大すると考えられるが、GMCの線幅も大きくなる傾向がある→Inner Galaxyでも、P_G>P_sだろう。

分子雲の安定性

● Are Clumps within GMCs gravitationally bound?

- Virial parameter α：(観測からただちに求まる)

$$\alpha \equiv \frac{5\sigma^2 R}{GM} \quad - (12) \quad (9) \text{式より、} \alpha = a \left(\frac{2T}{|W|} \right) = a \left(\frac{\bar{P}}{P_G} \right) \quad - (13)$$

Virial parameterを用いて、雲のTotal energyを書き直すと、

$$E = |W| \left[\frac{\alpha}{2a} - \left(1 - \frac{M}{|W|} \right) \right] \quad - (14)$$

磁場の効果は無視すると、α<2のときクランプはバウンド。α>1のときクランプはpressure - confined。

(13)式よりクランプがgravitationally boundかpressure - confinedかは、クランプのmean surface densityと受ける外圧に依存。クランプにかかる外圧=GMC内部の平均圧力なので、

$$P_s(\text{clump}) \approx P_G(\text{GMC}) \propto \Sigma^2(\text{GMC}) \quad - (15)$$

よって、

$$\bar{P}(\text{clump}) \propto \Sigma^2(\text{GMC}) + \Sigma^2(\text{clump}) \quad - (16)$$

分子雲の安定性

● ビリアル定理

- 孤立系を考えると系内には、重力エネルギー、運動エネルギーなど様々な形態のエネルギーが存在。ビリアル定理は、系が力学的に平衡状態にあるとき、これらのエネルギーの間にどのような関係があるか示したものの。
- 球対称のガス雲：半径R、質量M、体積V、外圧P_s、磁場Bを考える。運動方程式は、

$$\rho \frac{dv}{dt} = -\nabla P + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times B) \times B - \rho \nabla \Phi \quad - (1)$$

微分関係式：
$$\frac{1}{2} \frac{d^2 r^2}{dt^2} = \frac{d}{dt} \left(r \frac{dr}{dt} \right) = v^2 + r \frac{dv}{dr} \quad - (2)$$

慣性モー

式(2)の両

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} =$$

ここで、

$$\int_V r \frac{dP}{dr} dV$$

分子雲の

● Are GMCs g

- 雲が力学的に安定な状態にあるかを判断するために、重力エネルギーと運動エネルギーの差を差し引く。

雲のTotal En

$$E = T + U$$

よって、

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} = \underbrace{\int_V \rho v^2 dV}_{\text{雲内の全運動エネルギー} \equiv 2T} + 3 \underbrace{\int_V P dV}_{\text{外圧の項} \equiv 2T_s} - 4\pi R^3 \underbrace{P_s}_{\text{磁場のエネルギー} \equiv M} + \frac{1}{8\pi} \underbrace{\int_V (B^2 - B_0^2) dV}_{\text{重力エネルギー} \equiv W} - \int_V \rho \frac{GM(r)}{r} dV \quad - (6)$$

まとめると、

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} = 2(T - T_s) + M + W \quad - (7)$$

Gravitational Pressure P_Gを定義：

$$P_G = \frac{3}{5} a \left(\frac{GM^2}{R} \right) \frac{1}{3V} = \frac{3a}{20\pi} \left(\frac{GM^2}{R^4} \right)$$

R²より、
$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} \propto K \text{ cm}^{-3} \quad - (8)$$

(7)式の左辺を整理すると、
$$P_G \left(1 - \frac{M}{|W|} \right) \quad - (10)$$

● ビリアル定理

- 孤立系を考えると系内には、重力エネルギー、運動エネルギーなど様々な形態のエネルギーが存在。ビリアル定理は、系が力学的に平衡状態にあるとき、これらのエネルギーの間にどのような関係があるか示したものの。

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} = \underbrace{\int_V \rho v^2 dV}_{\text{雲内の全運動エネルギー} \equiv 2T} + 3 \underbrace{\int_V P dV}_{\text{外圧の項} \equiv 2T_s} - 4\pi R^3 \underbrace{P_s}_{\text{磁場のエネルギー} \equiv M} + \frac{1}{8\pi} \underbrace{\int_V (B^2 - B_0^2) dV}_{\text{重力エネルギー} \equiv W} - \int_V \rho \frac{GM(r)}{r} dV \quad - (6)$$

(13)

(11)式を用いて雲の安定性の議論ができる。簡単のため磁場の項を無視すると、雲がバウンドされるための条件 (E<0) は、P_G>P_sとなる。

P_s≫P_Gの場合は、雲はpressure - confined。Pressure - confined cloudは、transientな天体であると考えられる。

GMCsの観測より、P_G〜2×10⁵ K cm⁻³。この値は太陽系近傍での外圧〜2.8×10⁴ K cm⁻³よりも一桁大きい。→GMCsは力学的に安定な状態。重力的にバウンドされていると考えられる。

Inner GalaxyではP_sが増大すると考えられるが、GMCの線幅も大きくなる傾向がある→Inner Galaxyでも、P_G>P_sだろう。

磁場の効果を見無視すると、α<2のときクラumpはバウンド。α>1のときクラumpはpressure - confined。

(13)式よりクラumpがgravitationally boundかpressure - confinedかは、クラumpのmean surface densityと受ける外圧に依存。クラumpにかかる外圧=GMC内部の平均圧力なので、

$$P_s (\text{clump}) \approx P_G (\text{GMC}) \propto \Sigma^2 (\text{GMC}) \quad - (15)$$

よって、

$$\bar{P} (\text{clump}) \propto \Sigma^2 (\text{GMC}) + \Sigma^2 (\text{clump}) \quad - (16)$$

分子雲の安定性:磁場の効果

● Magnetic fields vs gravity

– Magnetic critical mass:

- ・重力エネルギーが磁場によるサポートに打ち勝つほどmass-to-flux ratioが大きくなれば、雲はコラプスする。

$$M = |W| \quad - (30) \quad \text{となるとき分子雲質量} = \text{Magnetic critical mass}$$

分子雲を貫く磁束Φを次式で定義:

$$\Phi \equiv \pi R^2 \bar{B} \quad - (31)$$

全磁気エネルギー:

$$M_{cr} = \frac{1}{8\pi} \int (B^2 - B_0^2) dV \equiv \left(\frac{b}{3}\right) \bar{B}^2 R^3 = \left(\frac{b}{3\pi^2}\right) \frac{\Phi^2}{R} \quad - (32)$$

(32)式を(30)式に代入し、magnetic critical mass(次式)を得る。

$$M_{\Phi} = \left(\frac{5b}{9\pi^2 a}\right)^{1/2} \frac{\Phi}{G^{1/2}} \equiv c_{\Phi} \left(\frac{\Phi}{G^{1/2}}\right) \quad - (33)$$

$M < M_{\Phi}$: 雲は、magnetically subcritical (磁氣的準臨界)。mass-to-flux ratioが十分小さく、雲は重力収縮しない。

$M > M_{\Phi}$: 雲は、magnetically supercritical (磁氣的超臨界)。mass-to-flux ratio大。外圧の大きさによっては、磁気力は雲の重力収縮を止められない。

ガスが等温であるとする、Critical massは次式で与えられる。

$$M_{cr} = c_1 M_{BE} \left[1 - \left(\frac{M_{\Phi}}{M_{cr}} \right)^2 \right]^{-3/2} \quad - (38) \quad \text{※} c_1 = 1.18 \text{ (Tomisaka et al. 1988)}$$

$M \leq 8 M_{\odot}$ のとき次の近似は5%の精度で正しい: $M_{cr} \sim M_{BE} + M_{\Phi}$ 。磁場が弱い極限では、この近似より $M_{cr} \rightarrow M_{BE}$ 。いま、等温のガス雲を仮定しているので、ジーンズ質量を、熱的・非熱的運動を伴うガス雲の臨界質量とすると、 $M_{cr} \sim M_J + M_{\Phi}$ 。

■ Are clouds magnetically supercritical?

理論からの示唆: Nakano et al. (1998): GMCs ~ Star forming clumps ~ coresが重力的にバウンドされているとすると、 $M \sim M_{cr} \sim M_J + M_{\Phi} > M_{\Phi}$ 。 $M > M_{\Phi}$ より、それらは magnetically supercritical。一方で、低質量星形成の理論は、magnetically subcriticalな雲での磁気双極性拡散(ambipolar diffusion)によっている。両者は矛盾しているように見える。しかし、観測されている分子雲コアの多く(～半分)には星が付随することから、それらのコアは既にambipolar diffusionを経験してmagnetically supercritical雲になっていると考えることもできる。

観測的な示唆: Crutcher et al. (1999) 分子雲コア27個の磁場強度を測定(ゼーマン効果)

- ・分子雲は一般的にmagnetically supercritical (理論と矛盾)
- ・ $\langle M / M_{\Phi} \rangle \sim 2$; 観測したコアの平均ビリアルパラメータ ~ 1.4 (重力的にバウンド)

分子雲の安定性:磁場の効果

● Clouds supported by both magnetic and gas pressure

- 磁場のエネルギーも込みで、雲が力学的釣り合いを保つことのできる最大の質量を見積もる。磁場の効果を取り入れると、(18)式は次のようになる。

$$P_s = \frac{3M\sigma^2}{4\pi R^3} - \frac{3aGM^2}{20\pi R^4} \left(1 - \frac{M}{|W|} \right) \quad - (34)$$

ここで、

$$M = \frac{3}{5} a \frac{GM_{\Phi}^2}{R}, \quad |W| = \frac{3}{5} a \frac{GM^2}{R} \quad - (35)$$

よって、

$$\frac{M}{|W|} = \left(\frac{M_{\Phi}}{M_{cr}} \right)^2, \quad 1 - \left(\frac{M_{\Phi}}{M_{cr}} \right)^2 \equiv k_m \quad - (36)$$

(19)式を導出したときと同様に、(34)式で $R \rightarrow$ 小: 外圧 P_s の増加は、右辺第1項(の値) ~ 第2項(の値)になる半径 ($\sigma^2 \sim GM_{\Phi}^2/R$) で最大値をとる。よって、外圧の最大値 P_{cr} は、

$$P_{cr} \propto \frac{M\sigma^2}{(GM_{\Phi}^2/\sigma^2)^3} \propto \frac{\sigma^8}{G^3 k_m^3 M^2} \quad - (37)$$

分子雲の安定性:磁場の効果

● 磁気双極性拡散 (Ambipolar diffusion)

- mass-to-flux ratioを増加させる機構。magnetically subcritical雲 \rightarrow ambipolar diffusion \rightarrow magnetically supercritical雲 \rightarrow 動的収縮、というのが低質量星形成の標準的シナリオ
- 電離度(Ionization fraction)の低い分子雲内部ではイオンや電子は磁場と結合。
- 中性粒子はイオンとの衝突を通じて運動量をやりとり(することで間接的に磁場と結合)。
- 中性粒子は直接磁場と結合していないので、イオン・磁場に対して雲中心へ向かって落下する方向に有限の速度差をもつ: i.e. 磁束に対して落下。
 - ・ 中性粒子から見ると磁束は雲外部に拡散。
 - ・ これにより、雲中心部での質量 / 磁束の比が増加。
 - ・ M_{cr} が減少 \rightarrow 雲は力学的平衡を保てなくなり、動的収縮がはじまる。ここまでの進化のタイムスケール $\sim 10 \times t_{ff}$

Diffusion timescale: $t_{AD} = 5.0 \times 10^{13} (n_i / n_H) \text{ yr}$ (Spitzer 1978)

例えば、 $n_H \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ 、 $n_i / n_H \sim 10^{-7}$ のとき、 $t_{AD} = 5 \times 10^5 \text{ yr}$ 、 $t_{ff} \sim 10^5 \text{ yr}$ となる。

分子雲の安定性: 磁場の効果

● Magnetic fields vs gravity

– Magnetic critical mass:

- ・ 重力エネルギーが磁場によるサポートに打ち勝つほどmass-to-flux ratioが大きくなれば、雲はコラプスする。

$$M = |W| \quad \text{--- (30)} \quad \text{となるとき} \text{の分子雲質量} = \text{Magnetic critical mass}$$

分子雲を貫く磁束Φを次式で定義:

$$\Phi \equiv \pi R^2 \bar{B} \quad \text{--- (31)}$$

全磁気エネルギー:

$$M_{cr} = \frac{1}{8\pi} \int (B^2 - B_0^2) dV \equiv \left(\frac{b}{3} \right) \bar{B}^2 R^3 = \left(\frac{b}{3\pi^2} \right) \frac{\Phi^2}{R} \quad \text{--- (32)}$$

(32)式を(30)式に代入し、magnetic critical mass(次式)を得る。

$$M_{\Phi} = \left(\frac{5b}{9\pi^2 a} \right)^{1/2} \frac{\Phi}{G^{1/2}} \equiv c_{\Phi} \left(\frac{\Phi}{G^{1/2}} \right) \quad \text{--- (33)}$$

gas pressure

合いを保つことのできる最大の質量を見次ようになる。

--- (34)

--- (35)

--- (36)

外圧 P_s の増加は、右辺第1項(の値)～とる。よって、外圧の最大値 P_{cr} は、

--- (37)

効果

$M \leq 8 M_{\odot}$ のとき次の近似は5%以内で、この近似より $M_{cr} \rightarrow M_{BE}$ 。質量を、熱的・非熱的運動を

■ Are clouds magnetically

理論からの示唆: Nakano et al. (1986) は、この近似より $M_{cr} \rightarrow M_{BE}$ 。質量を、熱的・非熱的運動を

観測的な示唆: Crutcher et al. (1977)

・ 分子雲は一般的にmagnetically

・ $M/M_{\Phi} > \sim 2$; 観測した

磁気臨界質量

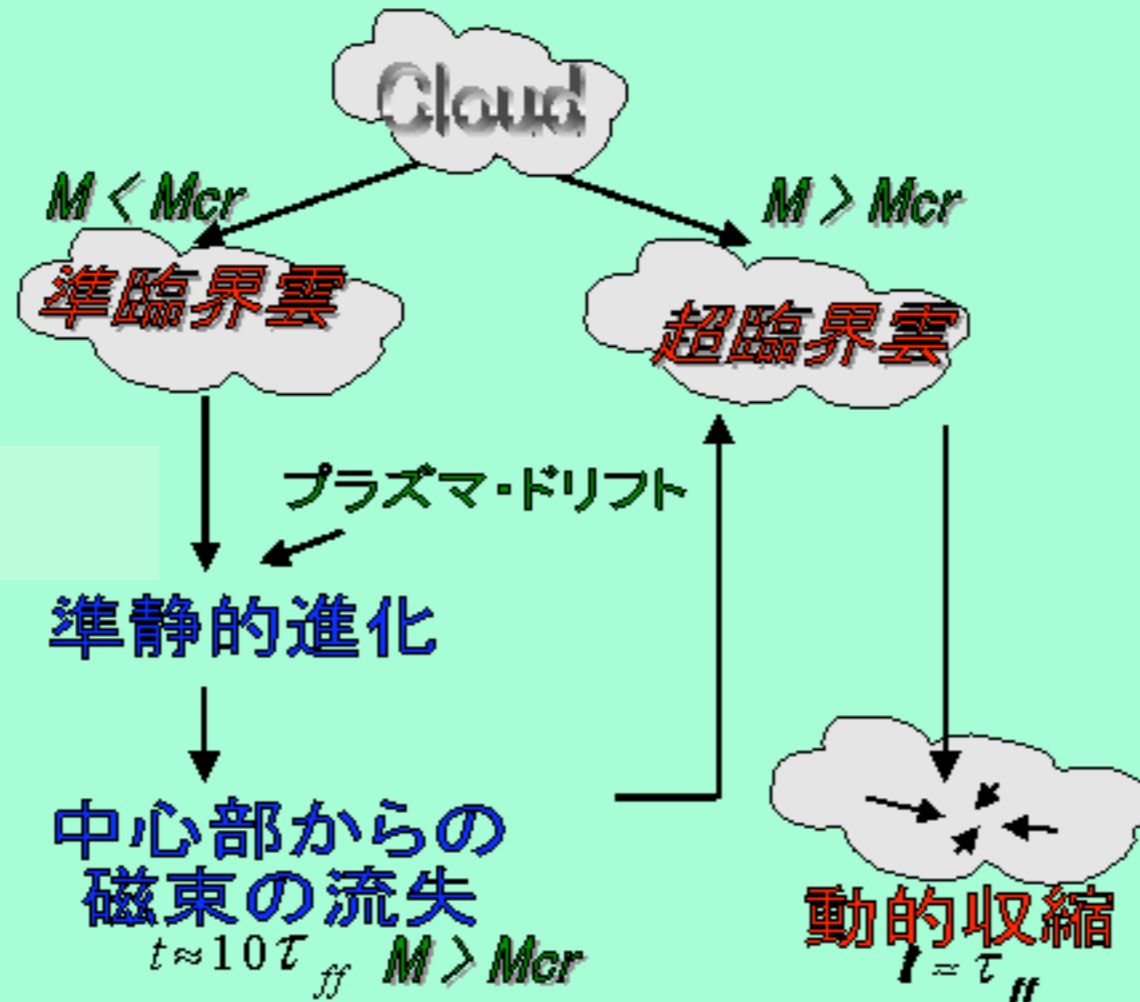
→ 磁場が重力収縮を止められる場合と止められない場合の条件

$M < M_{\Phi}$: 雲は、magnetically subcritical (磁氣的準臨界)。mass-to-flux ratioが十分小さく、雲は重力収縮しない。

$M > M_{\Phi}$: 雲は、magnetically supercritical (磁氣的超臨界)。mass-to-flux ratio大。外圧の大きさによっては、磁気力は雲の重力収縮を止められない。

→ 星形成の2つの大きく異なるシナリオ

磁気雲の重力収縮



Slide by K. Tomisaka

は、この近似より $M_{cr} \rightarrow M_{BE}$ 。
質量を、熱的・非熱的運動を

■ Are clouds magnetically

理論からの示唆： Nakano et al. は、この近似より $M_{cr} \rightarrow M_{BE}$ 。
質量を、熱的・非熱的運動を

観測的な示唆： Crutcher et al.

・ 分子雲は一般的に magnetically

・ $\langle M / M_\phi \rangle \sim 2$; 観測した

磁気収縮の条件

→ 磁場が重力収縮を止められる場合と止められない場合の条件

$M < M_\phi$: 雲は、magnetically subcritical (磁氣的準臨界)。mass-to-flux ratio が十分小さく、雲は重力収縮しない。

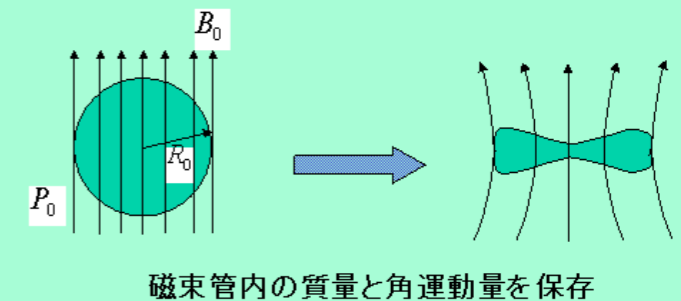
$M > M_\phi$: 雲は、magnetically supercritical (磁氣的超臨界)。mass-to-flux ratio 大。外圧の大きさによっては、磁気力は雲の重力収縮を止められない。

→ 星形成の 2 つの大きく異なるシナリオ

gas pressure

合いを保つことのできる最大の質量を見
欠のようになる。

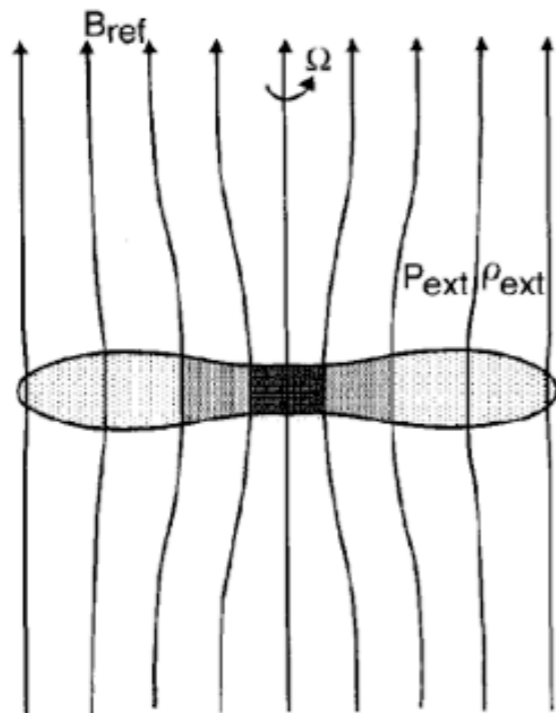
磁気静水圧平衡



効果

星形成の2つのシナリオ

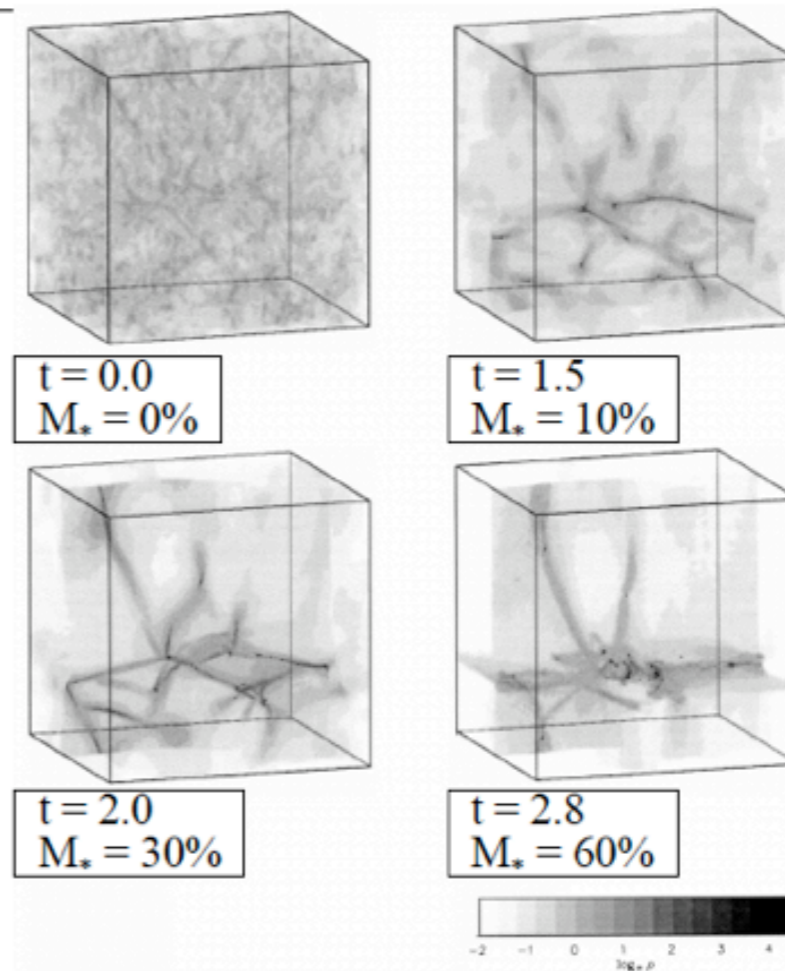
The classical ambipolar diffusion picture (e.g. Shu et al. 1987, Mouschovias & Ciolek 1999)



Initially: $M/\Phi \sim N/B < 0.12 / G^{1/2}$
 $B > B_{crit} \sim 10 \mu G \times (N_{H_2} / 10^{21} \text{ cm}^{-2})$

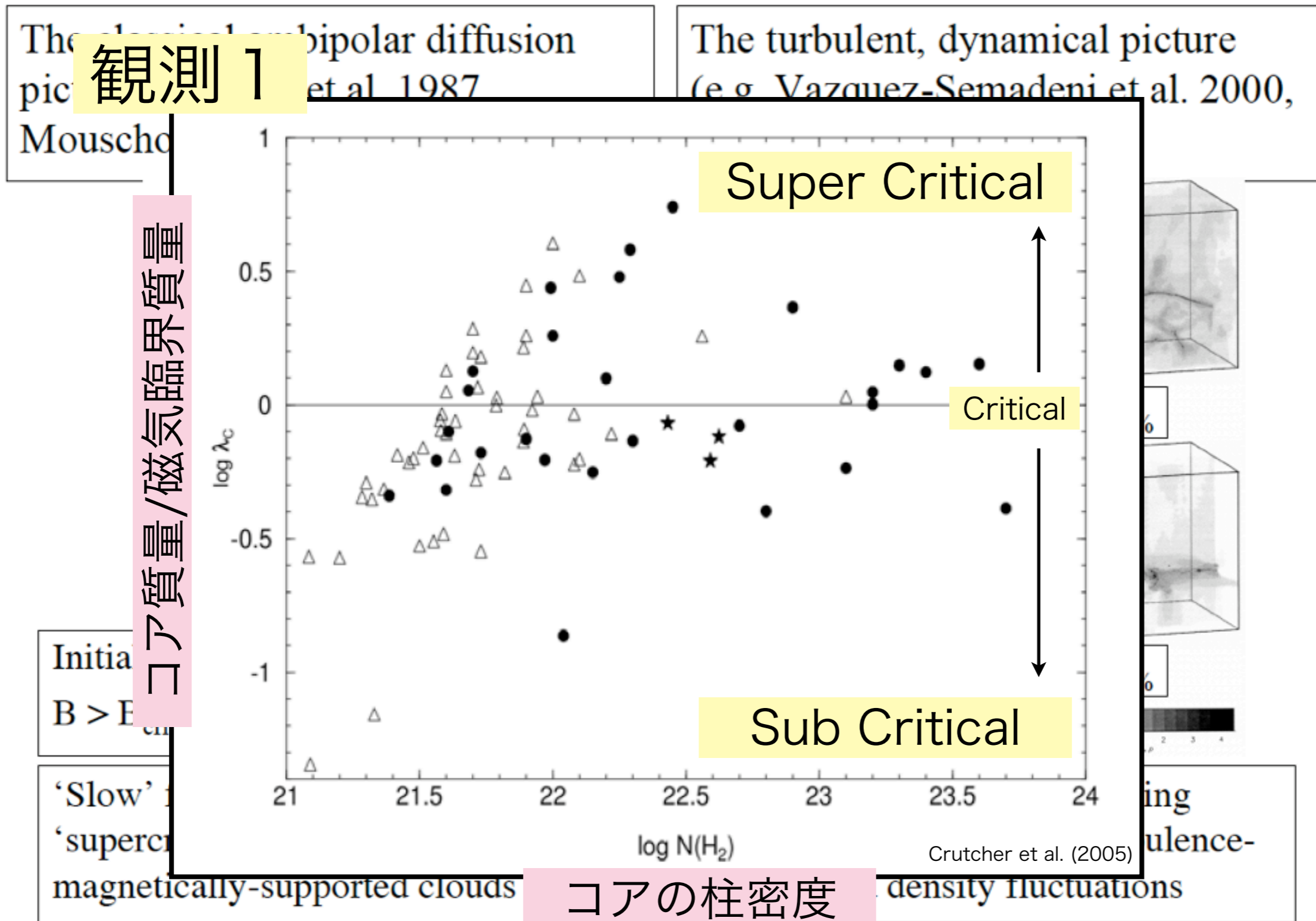
‘Slow’ formation and decoupling of
‘supercritical’ cores within
magnetically-supported clouds

The turbulent, dynamical picture (e.g. Vazquez-Semadeni et al. 2000, Klessen & Burkert 2000)



Rapid formation of interacting
protostellar cores from turbulence-
generated density fluctuations

星形成の2つのシナリオ



星形成の2つのシナリオ

The classical ambipolar diffusion picture (e.g. Shu et al. 1987,

The turbulent, dynamical picture (e.g. Vazquez-Semadeni et al. 2000,

観測 2

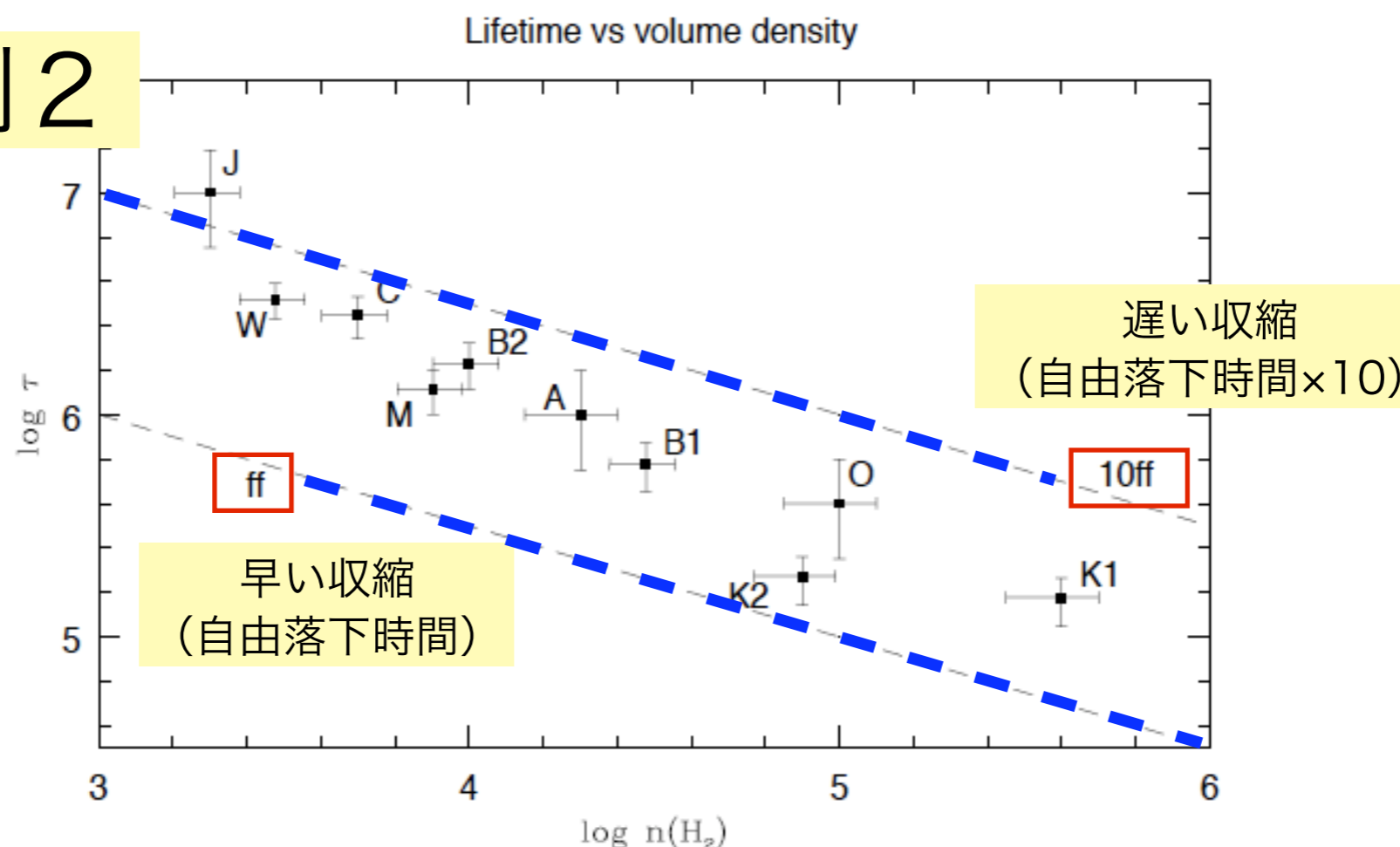


Fig. 2.— A ‘JWT plot’ (after *Jessop and Ward-Thompson*, 2000) – plot of inferred starless core lifetime against mean volume density (see also: *J. Kirk et al.*, 2005). The dashed lines correspond to models discussed in the text. The symbols refer to literature data as follows: J – *Jessop and Ward-Thompson* (2000); W – *Wood et al.* (1994); C – *Clemens and Barvainis* (1988); B1, B2 – *Bourke et al.* (1995a, 1995b); M – *Myers et al.* (1983); A – *Aikawa et al.* (2005); *Kandori et al.* (2005); O – *Onishi et al.* (2002); K1, K2 – *J. Kirk et al.* (2005).

magnetically-supported clouds

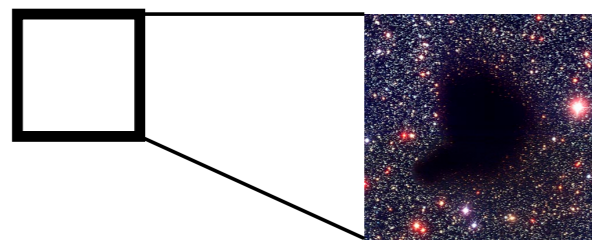
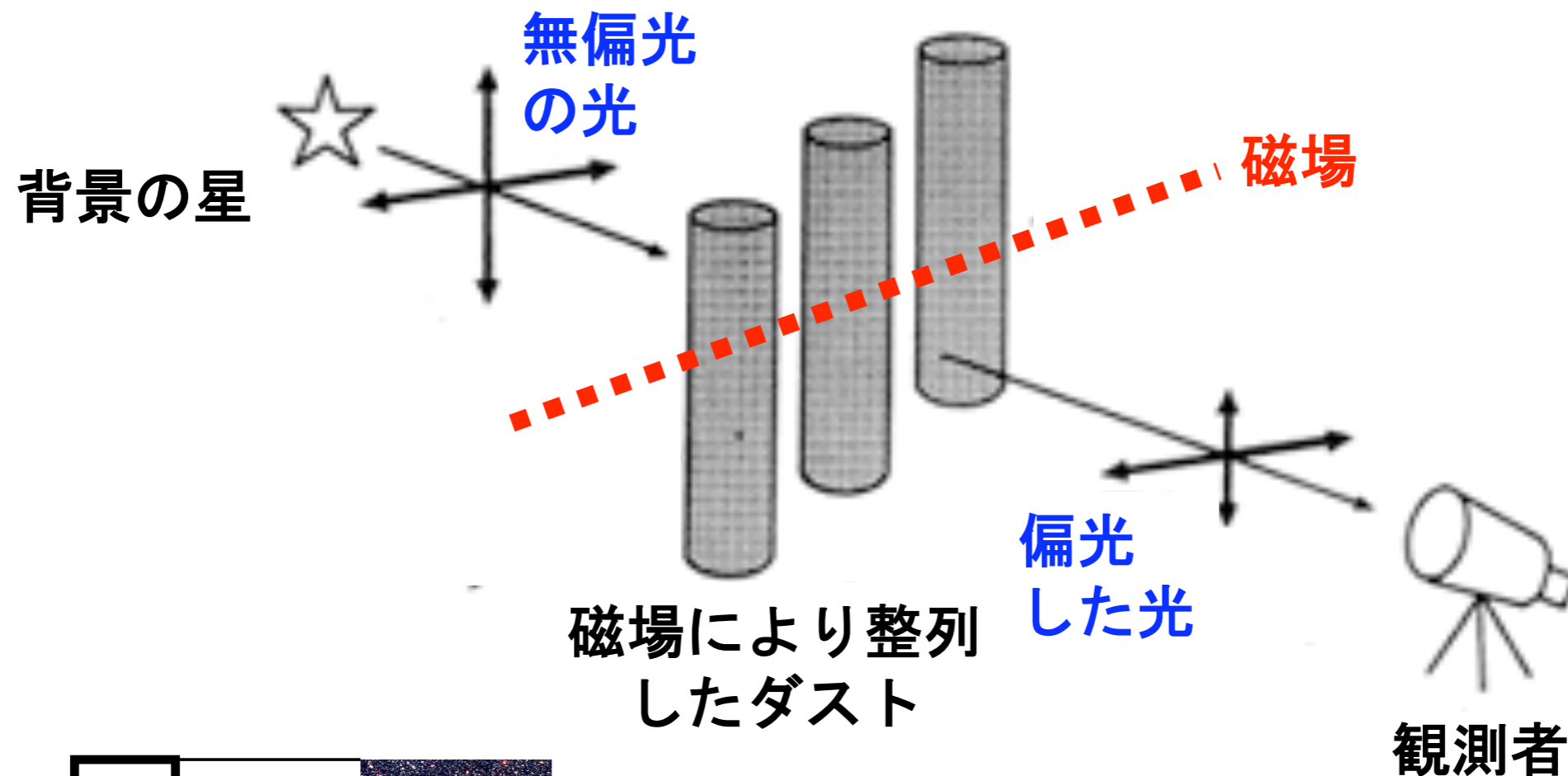
generated density fluctuations

星間磁場の観測

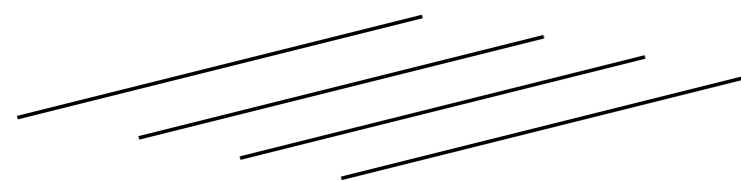
・歴史

- 1946年以前は、星からの光は偏光しないと考えられていた。
- 1946-47年にChandrasekharとBreenがA型星の大気での散乱による偏光を、連星の食を利用して検出できる可能性を示唆
- 1949年にHiltnerとHallが上記の星固有の偏光を検出しようとして、偶然に多くのフィールド星が直線偏光していることを独立に発見
- 1951年：DavisとGreensteinが、弱く磁化した非球形ダスト粒子が磁場によって整列するメカニズムを提案
 - ✓ 整列した針の様な形状のダスト粒子が偏光子の役割を果たして星間偏光が生じる。
 - ✓ 星の偏光の向き→ダスト整列の向き→磁場の向き

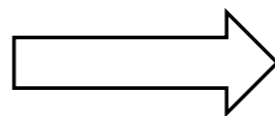
星間偏光とは？



例えば、天空上のこの領域の
磁場構造を調べたい



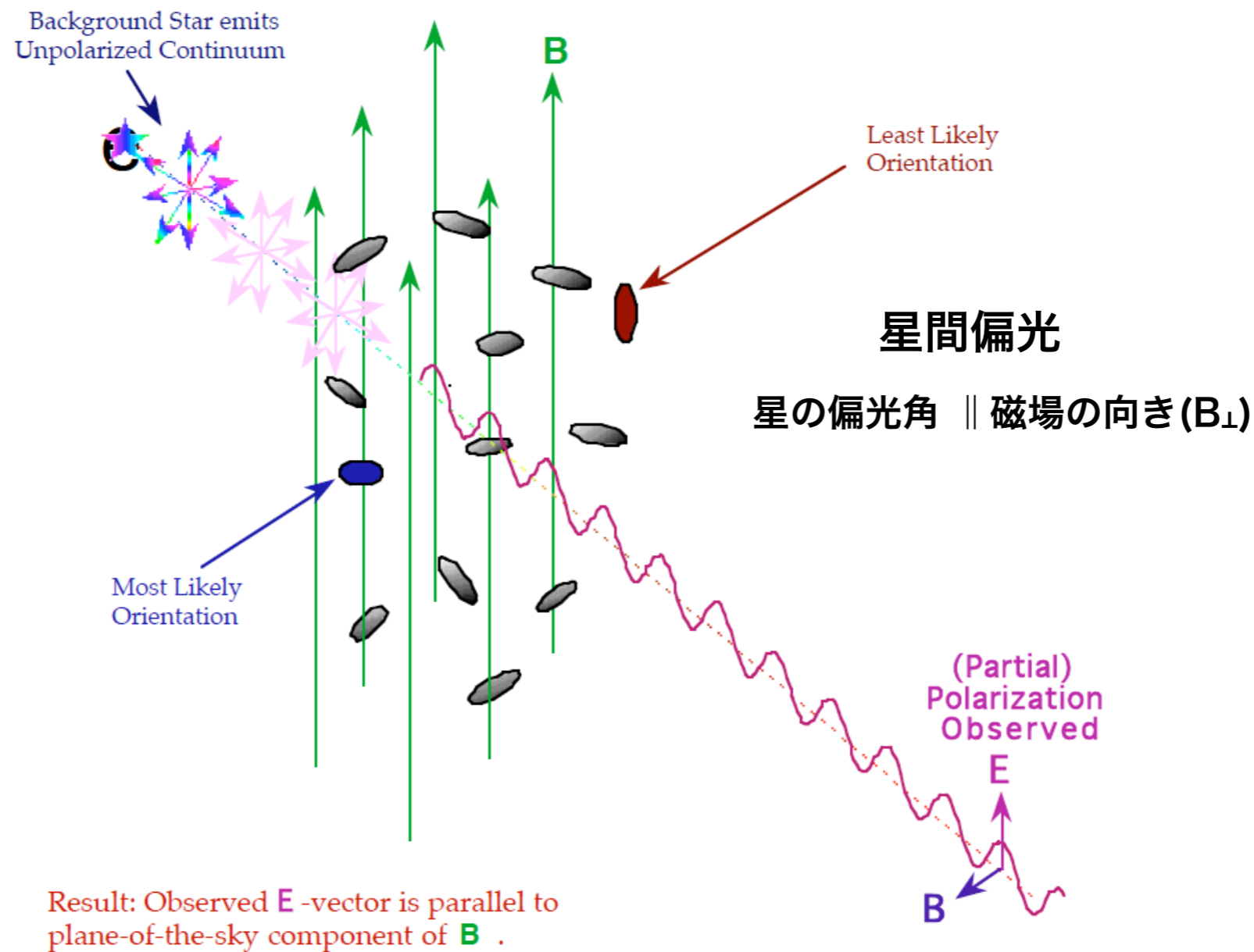
偏光データ



磁場の方向

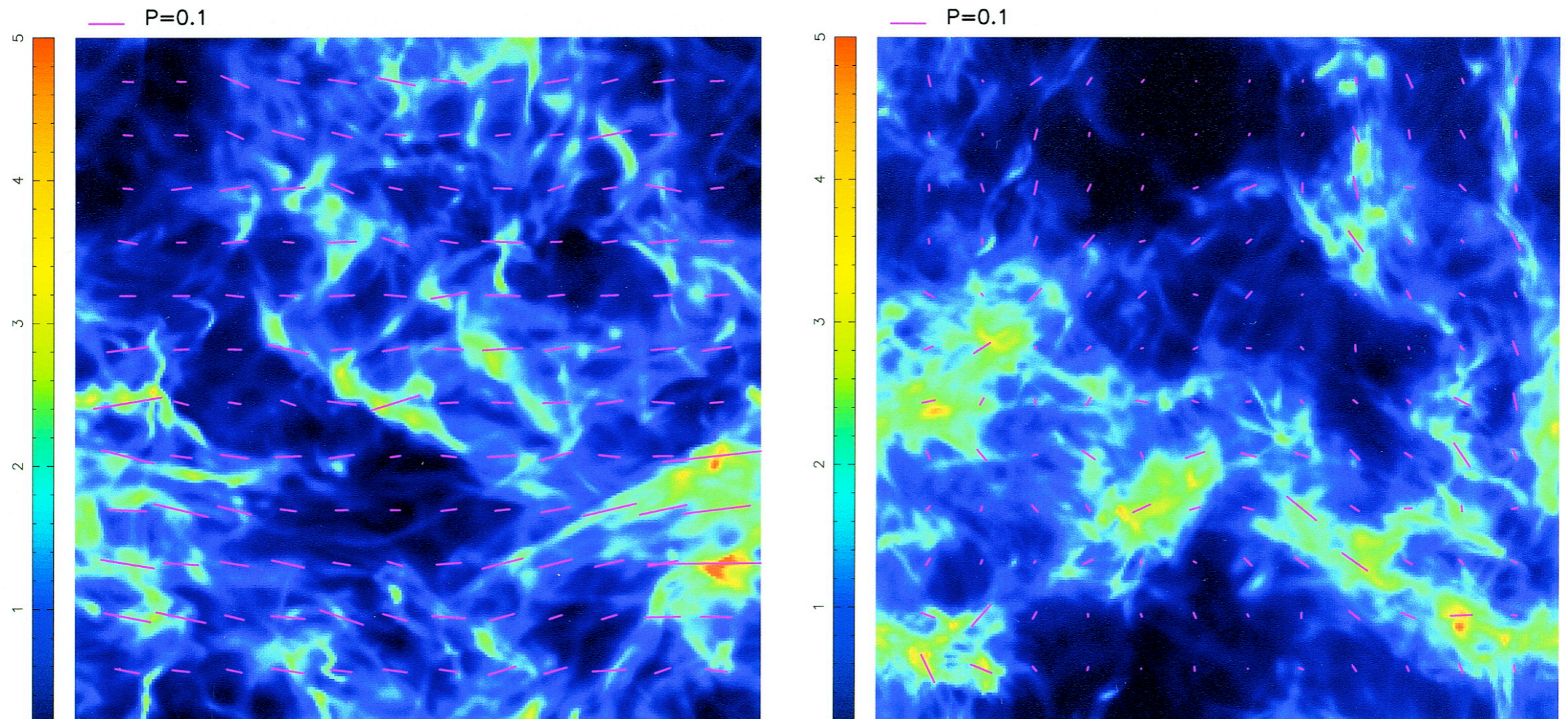
磁力線(pos成分)をトレースするための観測法

Polarization of Background Starlight



星間磁場

- 星間磁場の向き
 - 背景星の偏光 ($E \parallel B$)、ダスト熱放射偏光 ($E \perp B$)
- 磁場の向きのアライメント
 - 強い磁場：整列 弱い磁場：整列の乱れ

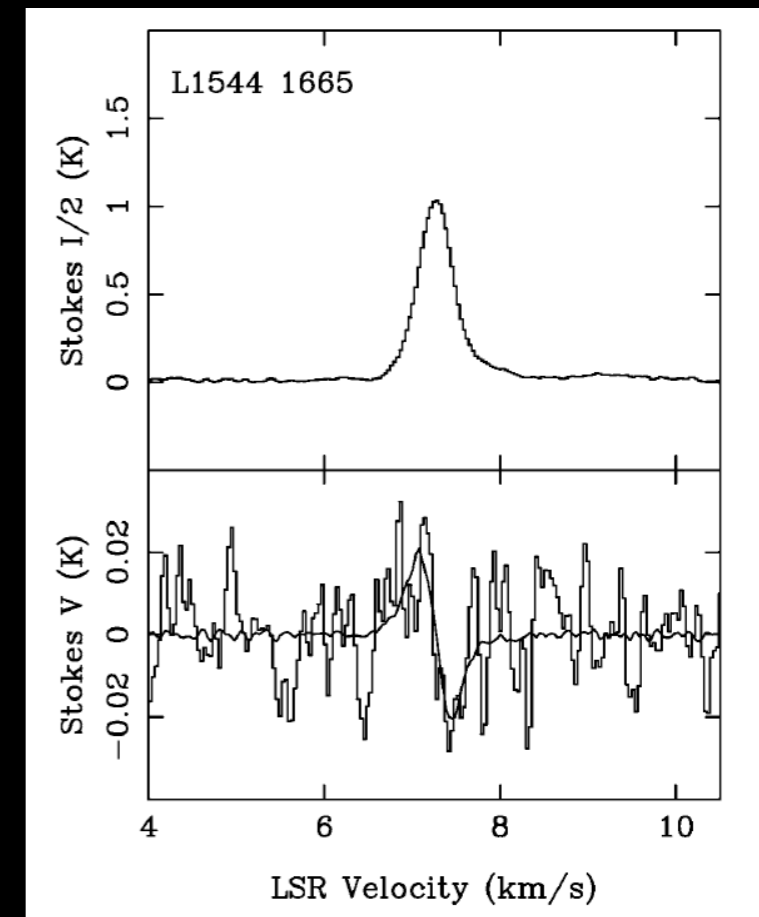


磁場の強さ

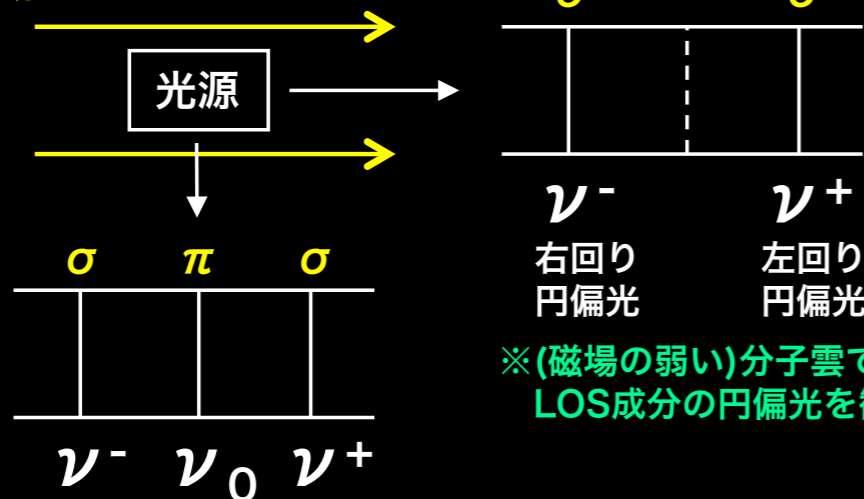
・ゼーマン効果の観測

- 基となる観測データ
 - ・ (原子・分子)輝線/吸収線の円偏光観測
- 測定量： 磁場強度の視線成分 (B_{los})
- 原理：
 - ・ ゼーマン効果によるスペクトル線の分離幅($\propto B$)の測定 \rightarrow 磁場強度

Crutcher & Troland (2000) OH (1665 MHz)



磁場の向き



※(磁場の弱い)分子雲では分離の容易な
LOS成分の円偏光を観測

σ成分：直線偏光 (Bに垂直)、π成分：直線偏光 (Bに平行)
※(磁場の強い)太陽や恒星では、直線成分(B_{pos})の測定例あり

$$\Delta \nu = g \mu B \text{ (Hz)} \quad \mu: \text{Bohr磁子 (eh/4}\pi\text{mc)}, g: \text{Lande因子}$$

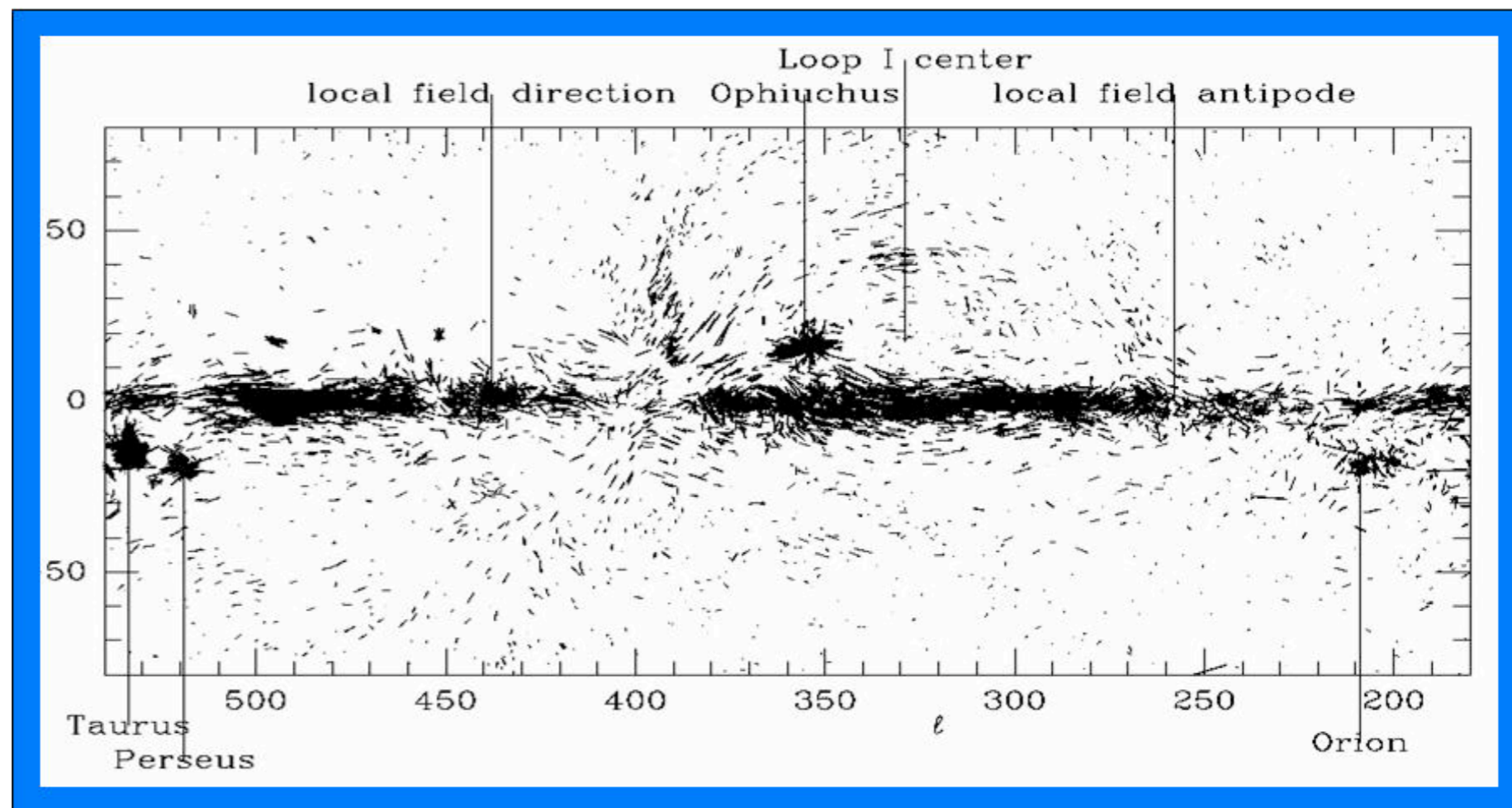
よく使われるプローブ	$ \Delta \nu $ (Hz)
HI 21cm	$2.80 B_{\parallel}$ (Hz/ μG)
OH 1665 MHz	$3.27 B_{\parallel}$ (Hz/ μG)
OH 1667 MHz	$1.96 B_{\parallel}$ (Hz/ μG)

星間偏光による磁場の観測（可視光）

大局的には銀河面に平行に走る
磁場構造が顕著
(特に、 $l \sim 120^\circ$ 、 300° 近辺)

ローカル（300–2000光年）に
は特徴的な構造

問題点：可視光では星間吸収の
ため、遠方（3000光年以上）
の磁場構造を見るのは難しい



星間偏光による磁場の観測（可視光）

我々の銀河の磁場の広域構造

Mathewson & Ford (1970)

60cm望遠鏡による南天の 1800
個の星の偏光測定

Hiltner (1956), Hall (1958) ら
のデータをあわせた約7000
個の偏光のカタログ

Axon & Ellis (1976),
Heiles (2000)

- ・ より多数の星間偏光のカタログ

図：銀河座標でみたフィールド
の星の星間偏光のマップ

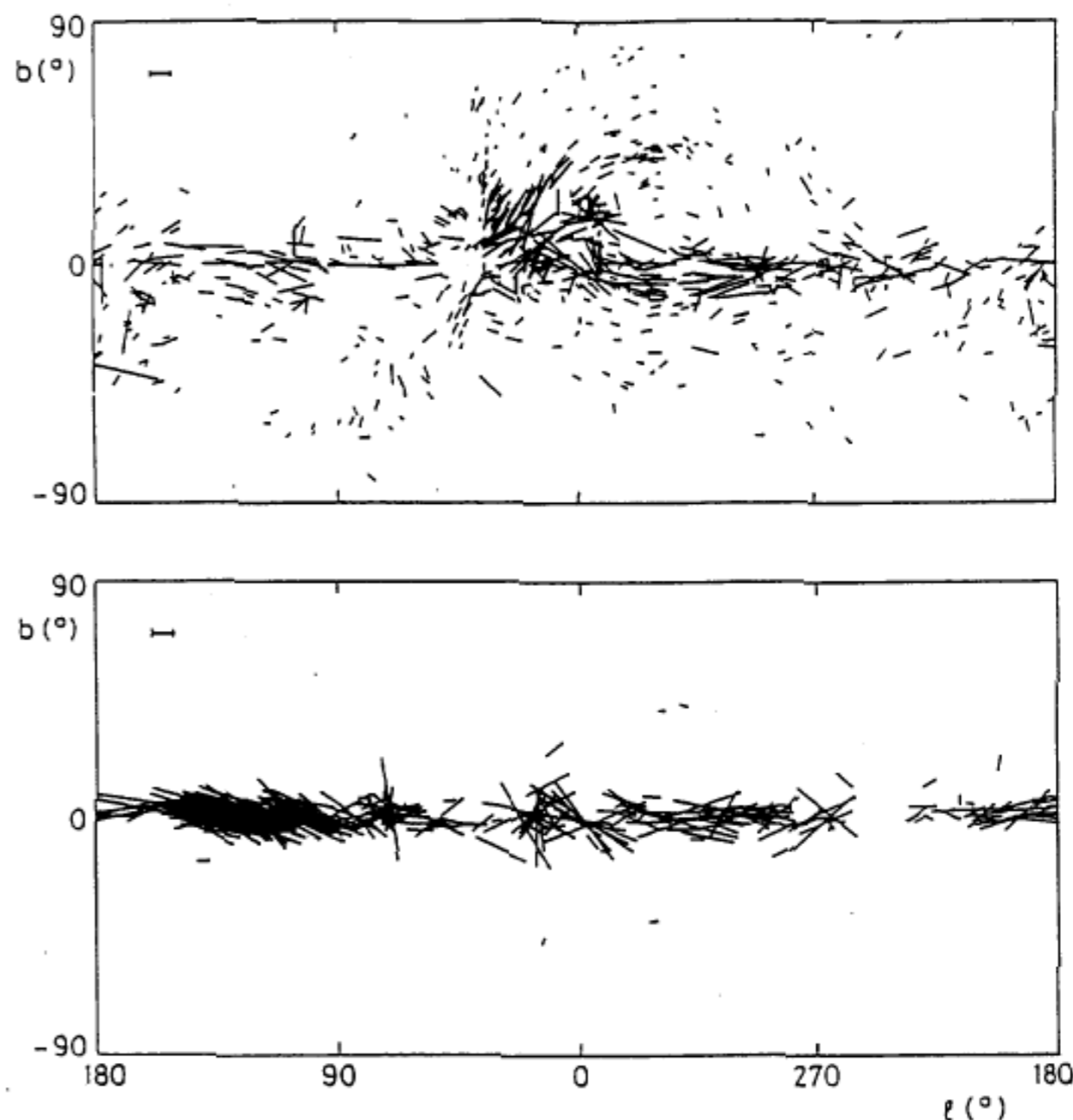
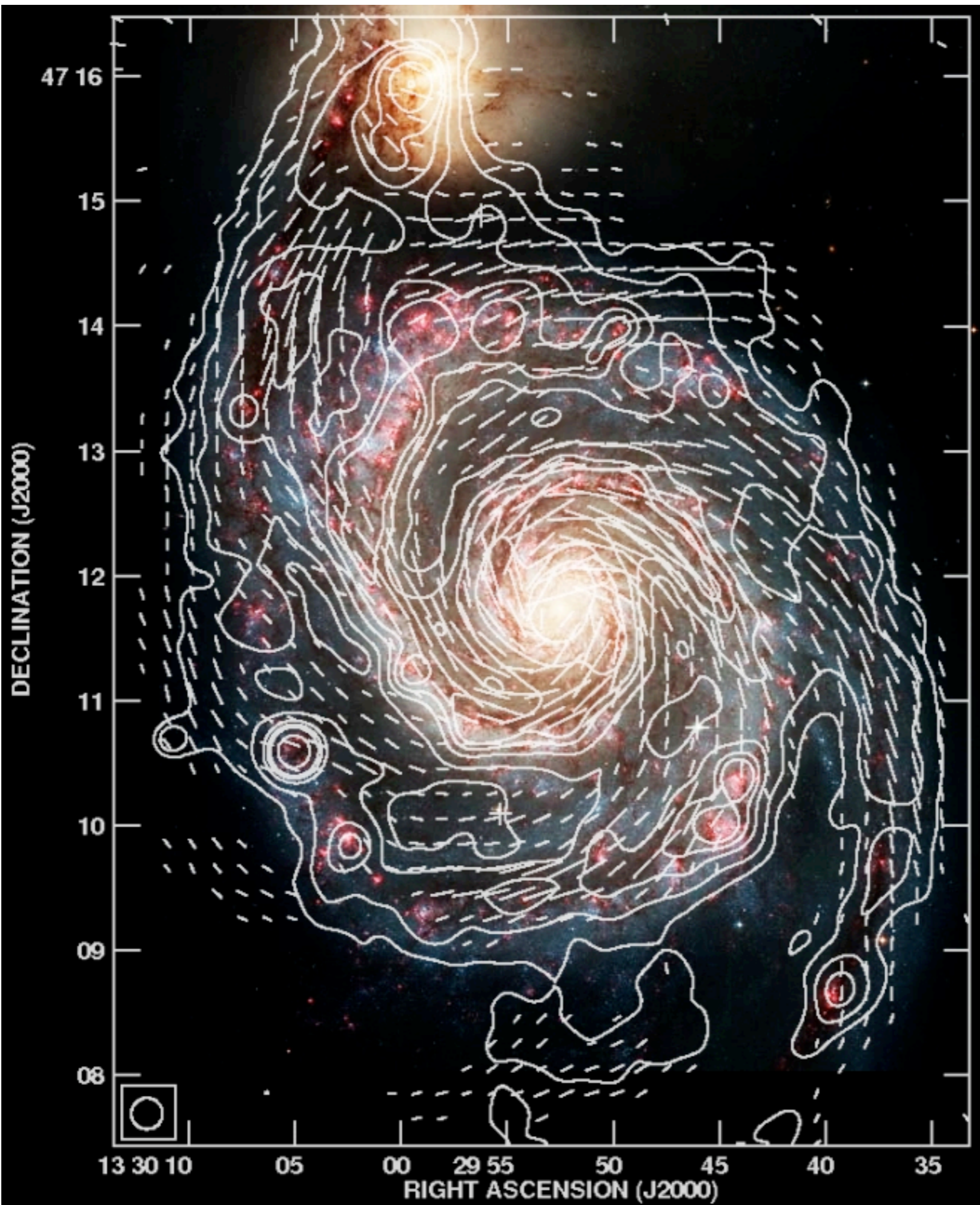
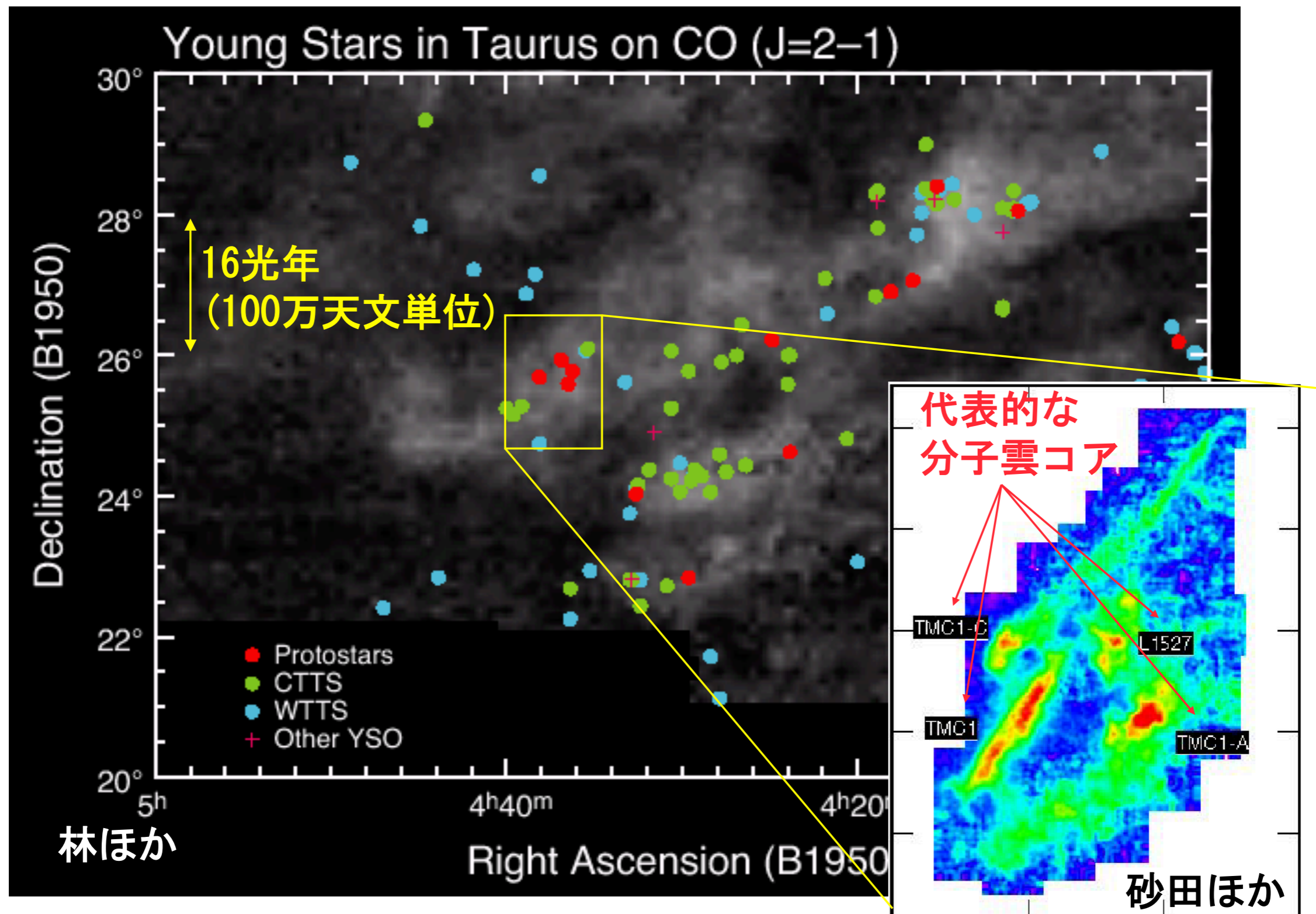


Figure 4.3 Distribution of polarization vectors in galactic coordinates (l , b), based on data from the catalogue of Axon and Ellis (1976). Upper frame: nearby stars ($d < 400$ pc), illustrating structure in the magnetic field associated with local clouds. Lower frame: stars in the distance interval $2 < d < 4$ kpc, illustrating the effect of alignment averaged over many clouds. The length of the bar at top left in each frame indicates 1% polarization. Only stars with $P_V > 0.2\%$ are plotted.

上から見るとおそろしくな
感じの磁場が



おうし座分子雲の分子雲コアと 生まれたばかりの星ぼし ⇒ 磁場は？



星間偏光による磁場の観測(可視光)

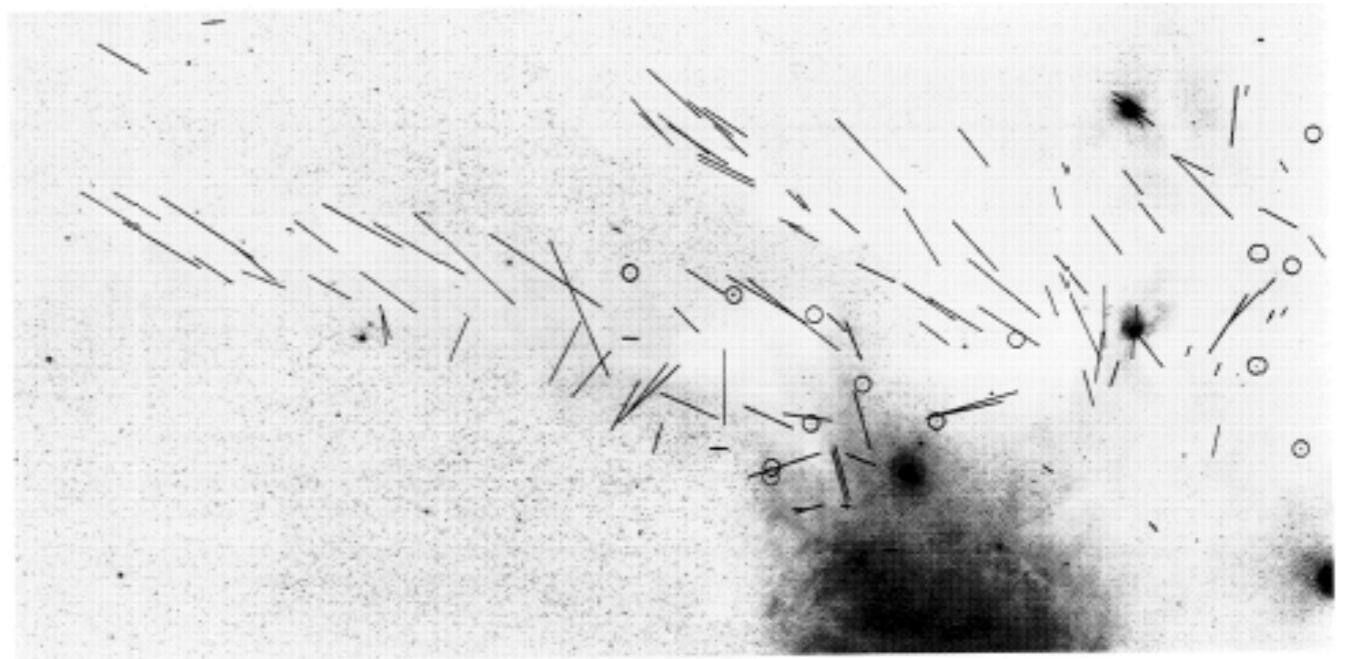


PLATE IX (Vrba, Strom, and Strom, p. 958). An overall polarization map of the Orion-B region.

へびつかい座分子雲

- (1) 細長く伸びた構造 (ストリーマーと呼ばれる) に揃った磁場の存在と
- (2) それ以外の成分の存在。

L1551分子雲: 良く揃った磁場構造

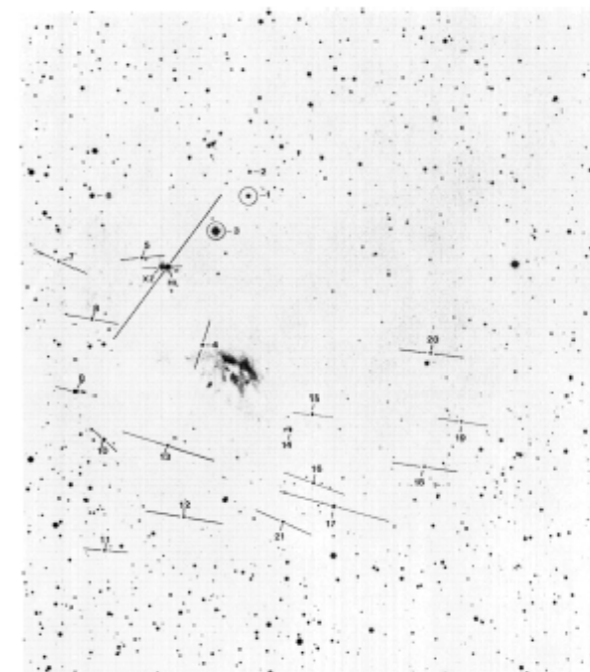
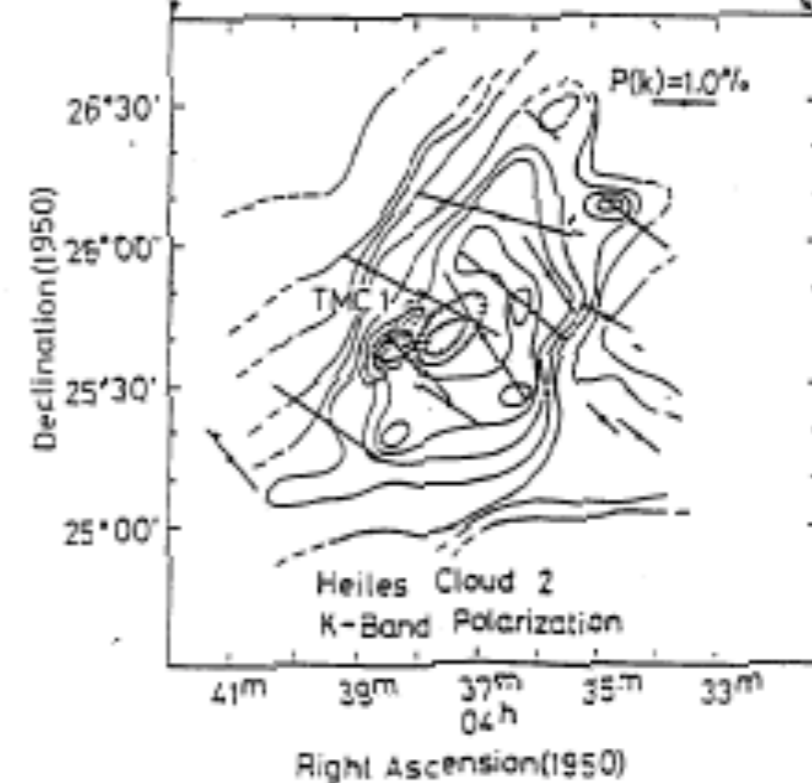
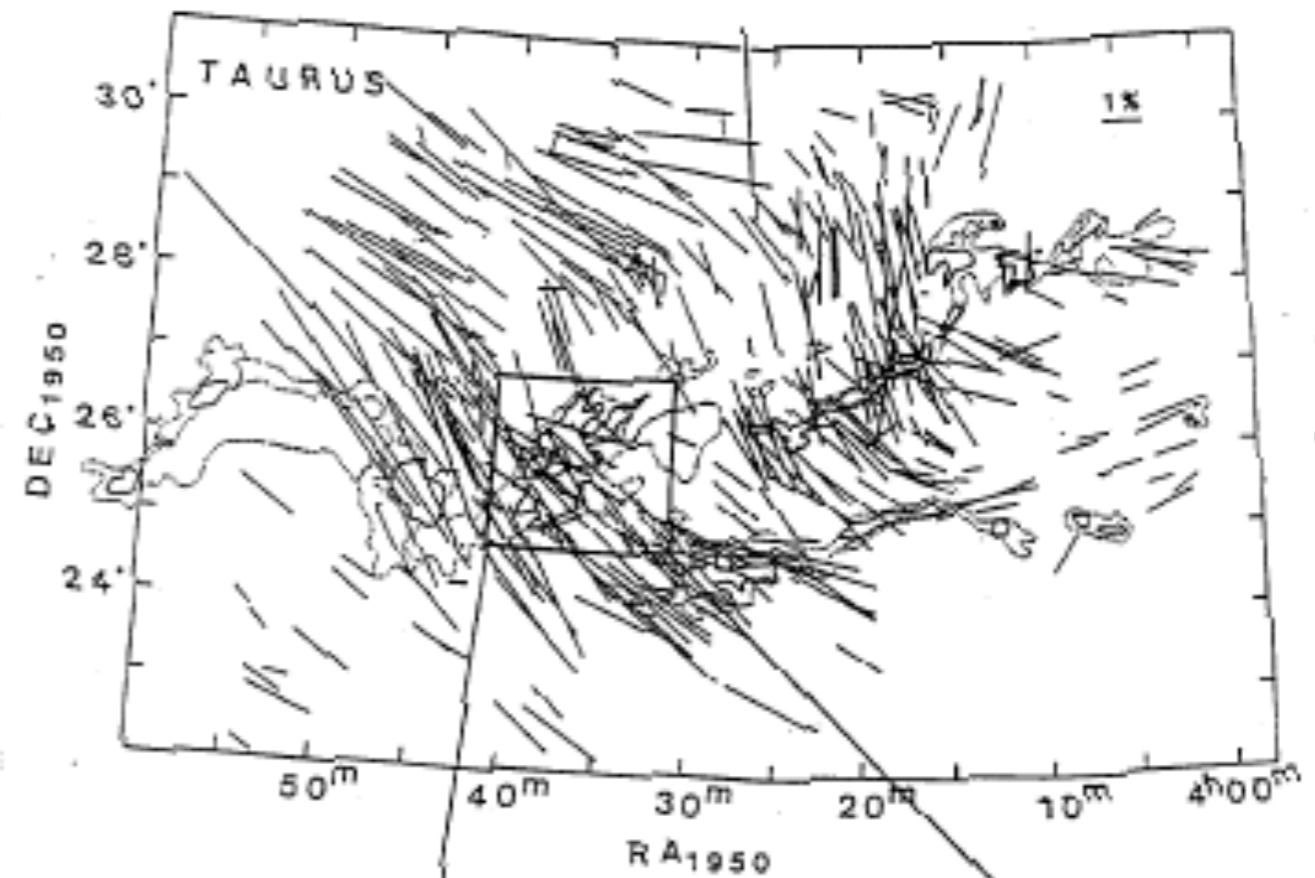
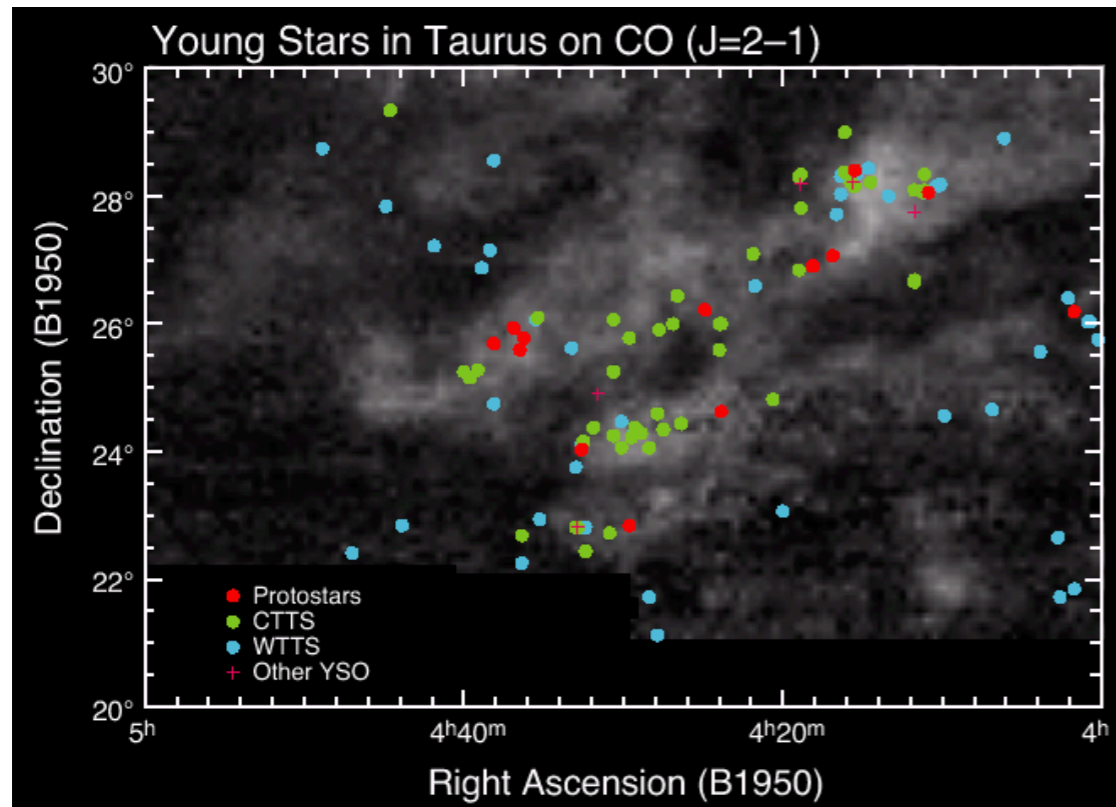


PLATE XV (Vrba, Strom, and Strom, p. 958). A polarization map of the L1551 dark cloud complex. The underlying photograph is reproduced from the POSS red plate. The notation for displaying polarization vectors is the same as for Plate VII.

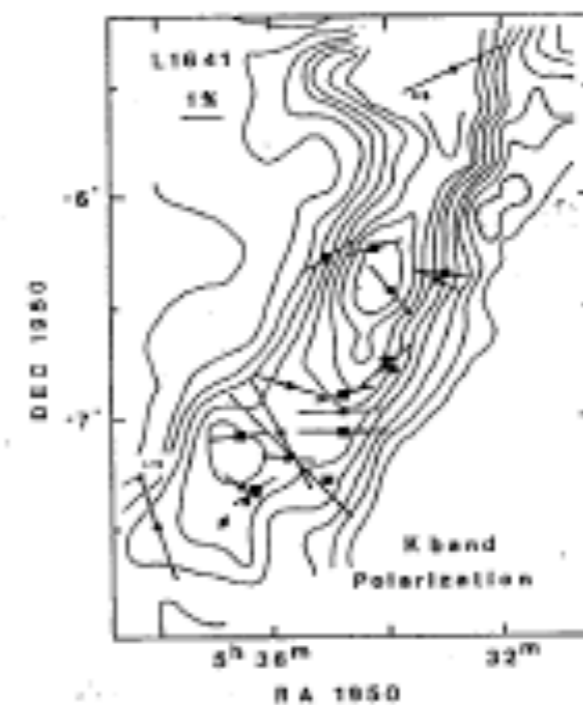
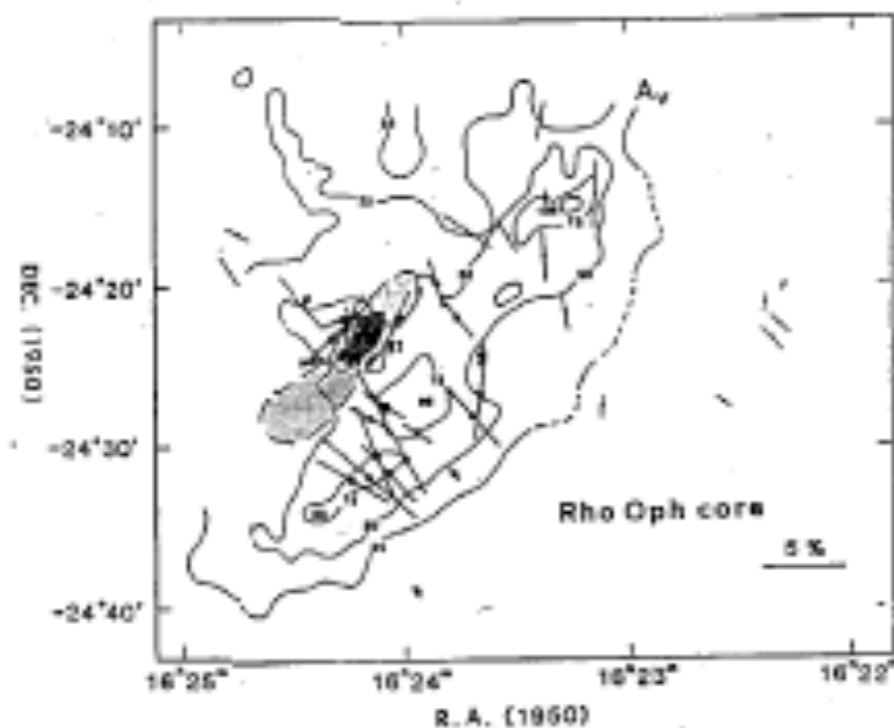
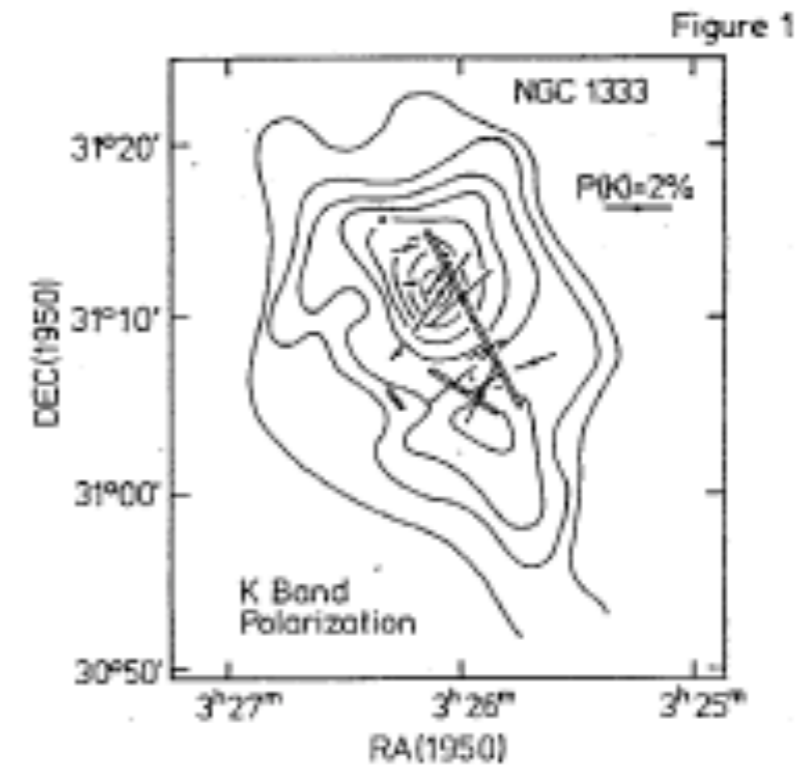
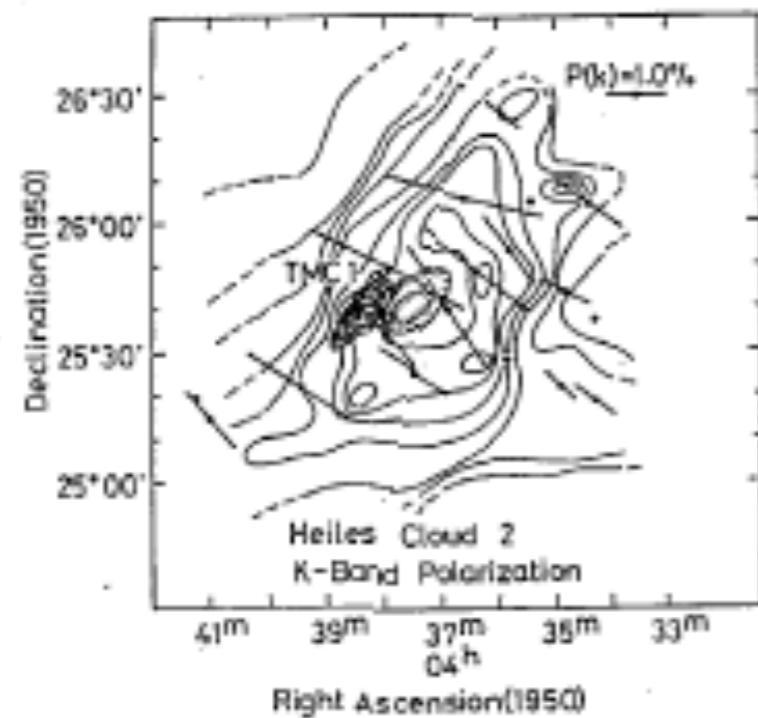
可視光では
分子雲の周辺部(縁)の磁場がわかる

星間偏光による 磁場の観測 (赤外線)

分子雲を見通すことができるため
赤外線では
分子雲の内部の磁場がわかる



星間偏光による磁場の観測(赤外線)



星間偏光による磁場の観測（赤外線）

最近の赤外線による偏光観測

2次元検出器を用いることによって、一度に多数の星の偏光が測定でき効率が良い。また、従来より感度が高いため、より暗い星まで観測可能で、かつ、空間分解能の高い星間偏光観測が可能となった。

2006年以降、広視野多色偏光器SIRPOL（サーポール）の独壇場



南アフリカにある1.4m望遠鏡専用
IRSFのための赤外カメラの偏光機能

名古屋大学、京都大学、国立天文台
で運用

近赤外3バンド同時偏光観測

J (1.25 micron), H (1.63 micron),
Ks (2.14 micron)

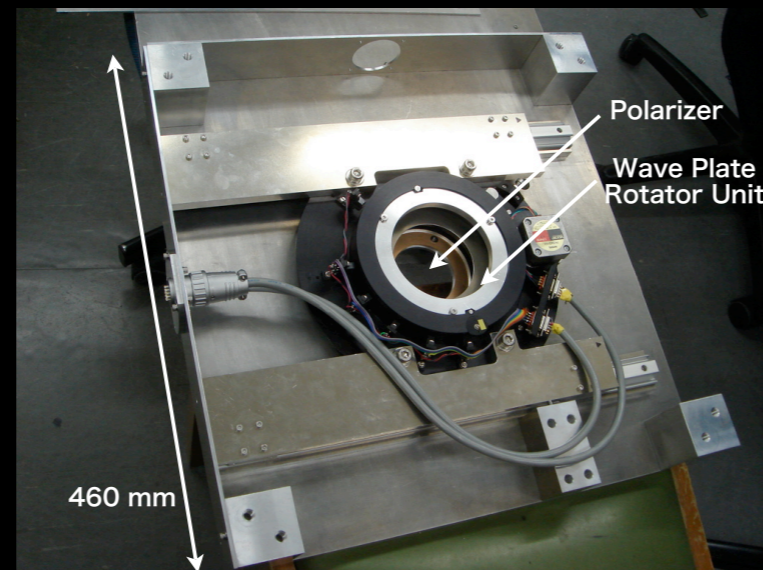
広い視野（約8分角平方）
良い解像度（1秒角シーイング）
深い

IRSF 1.4m鏡 + SIRPOL

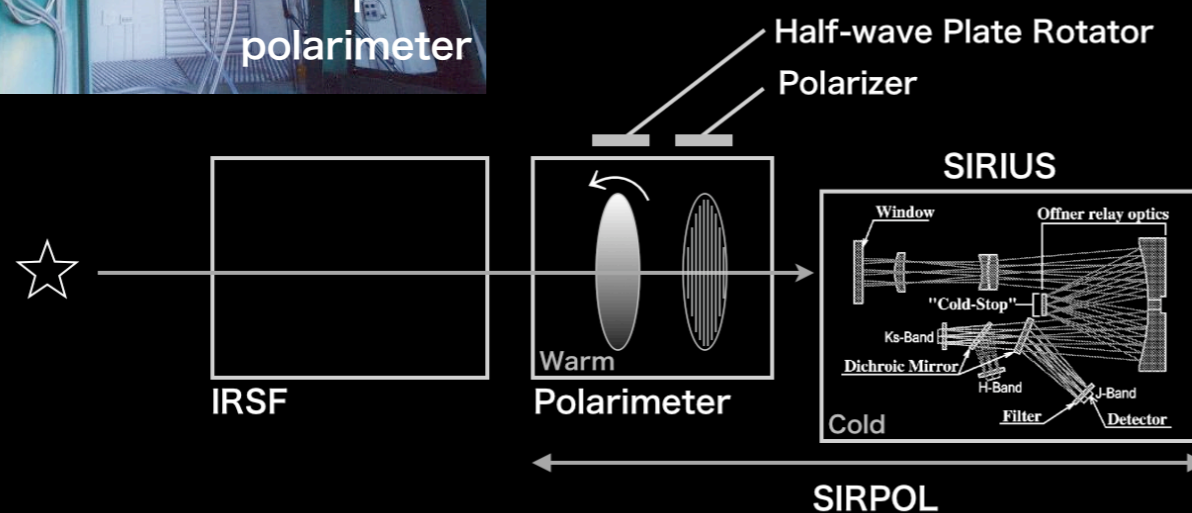
(a)



(b)



(c)

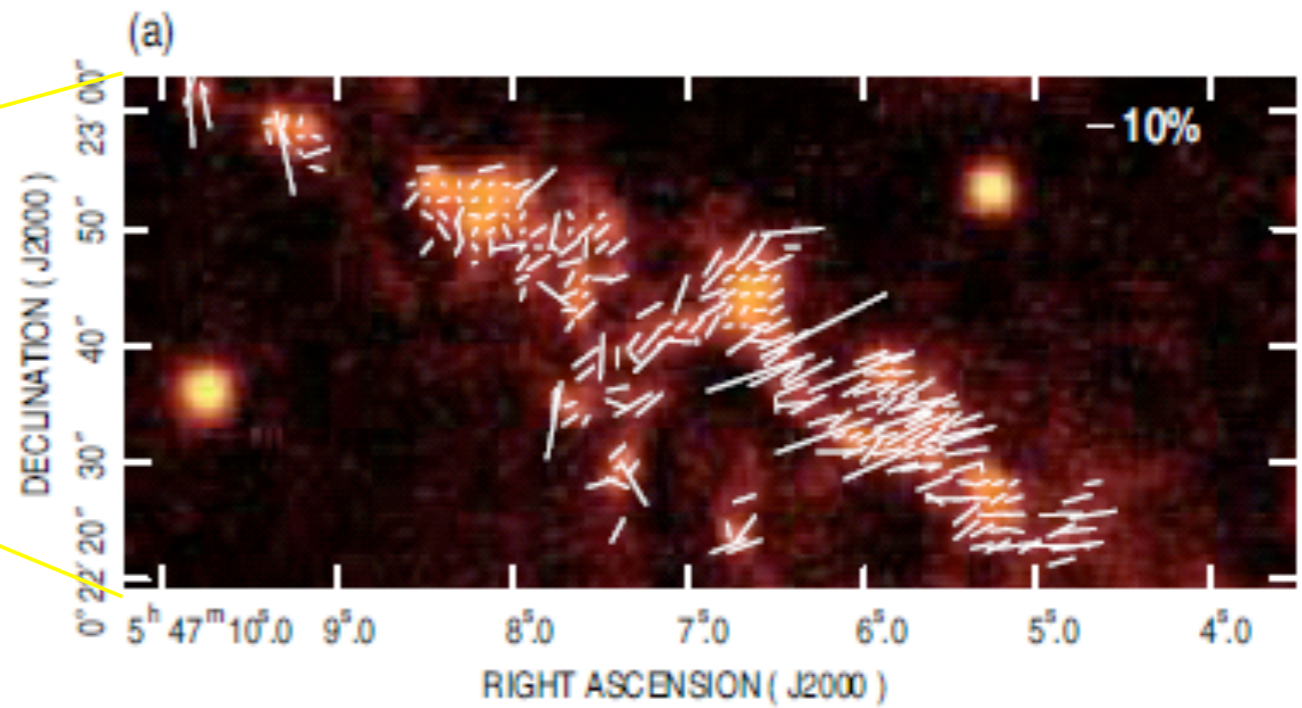
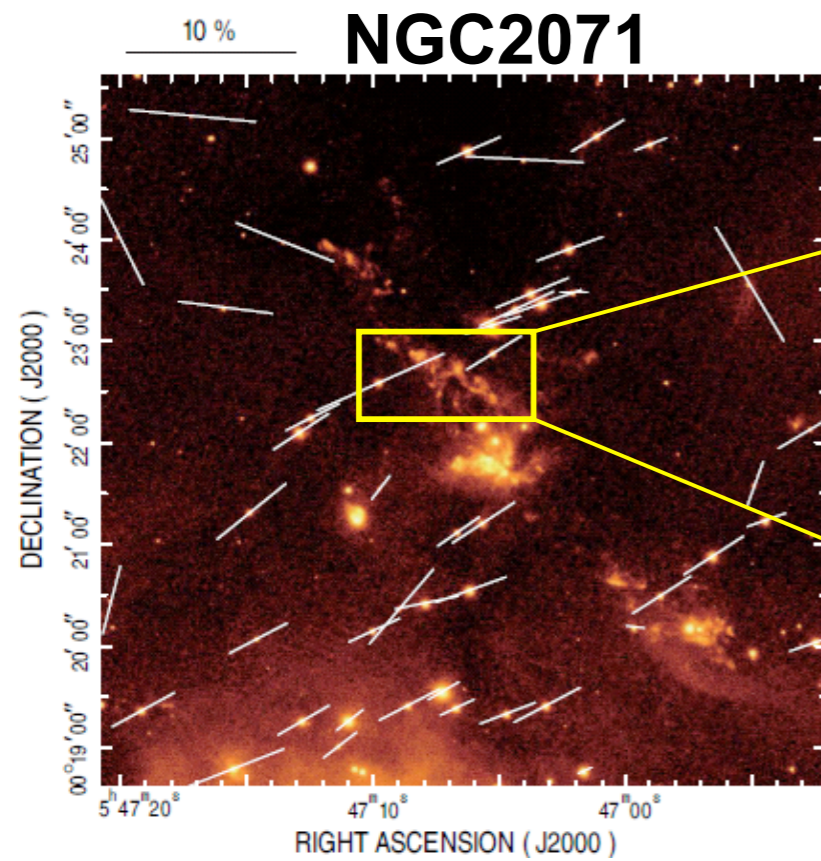


◎性能

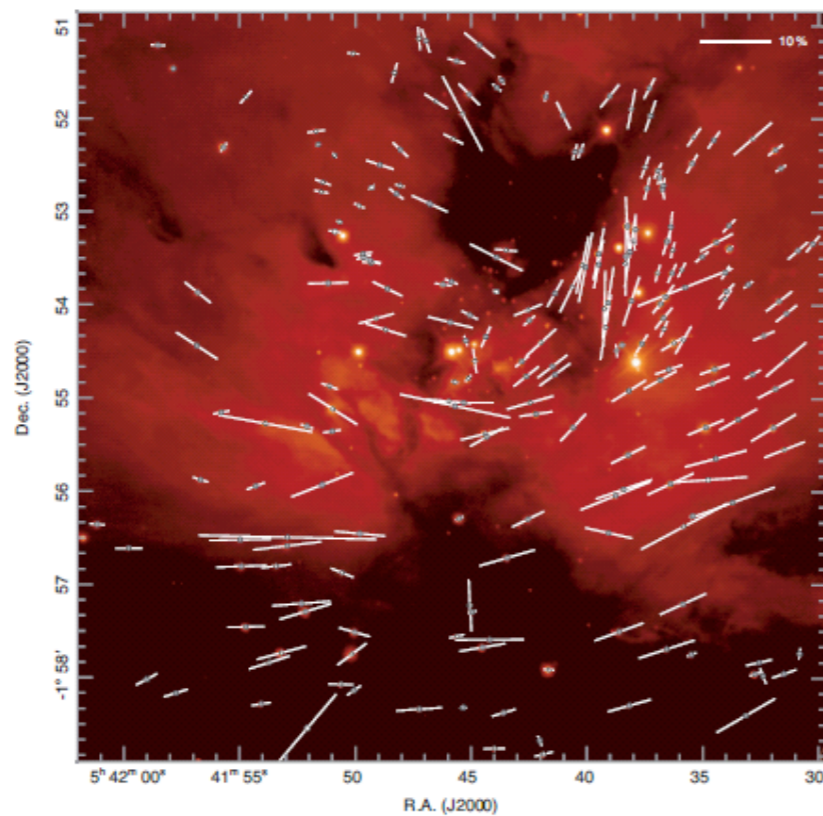
- 近赤外 3 色同時偏光撮像
- 視野 : $7.7' \times 7.7'$
- 感度(60分積分) :
測光 : 19,18,17等@J,H,Ks
偏光 : 全2MASS天体の1%偏光

SIRPOLファーストライト : 2005年12月25日

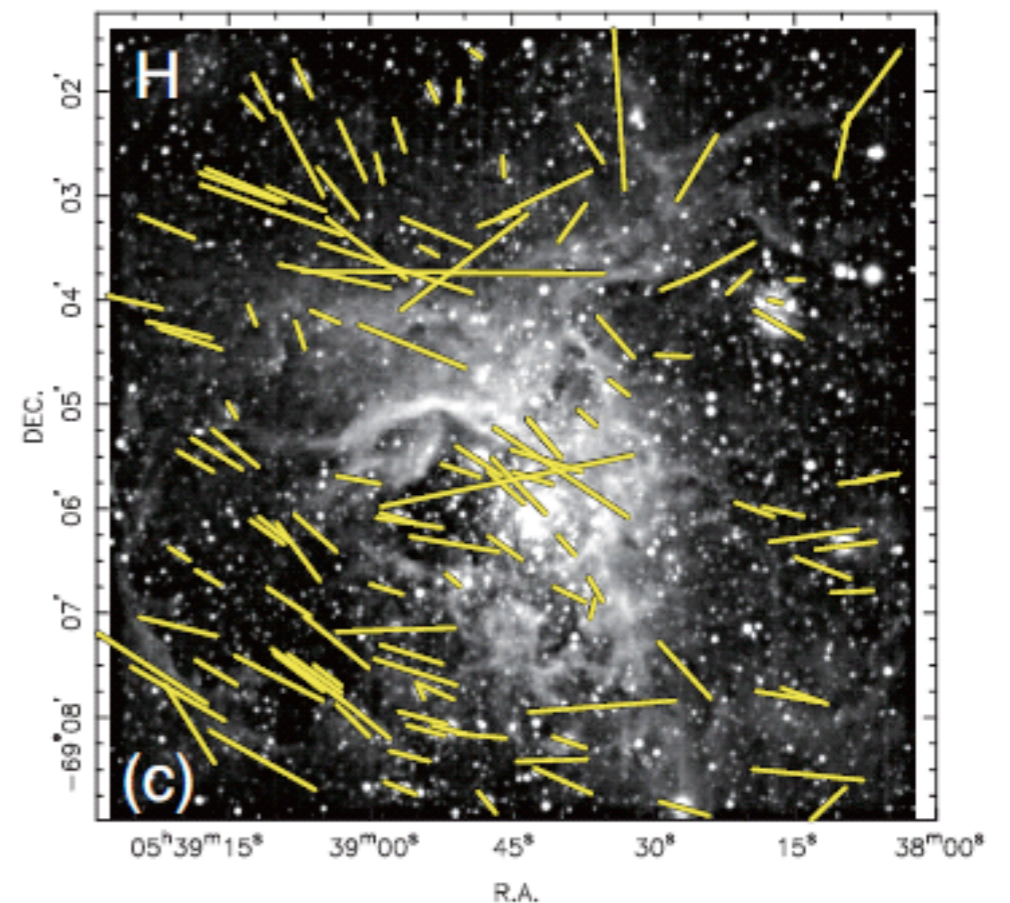
星間偏光による磁場の観測（赤外線）



NGC2024

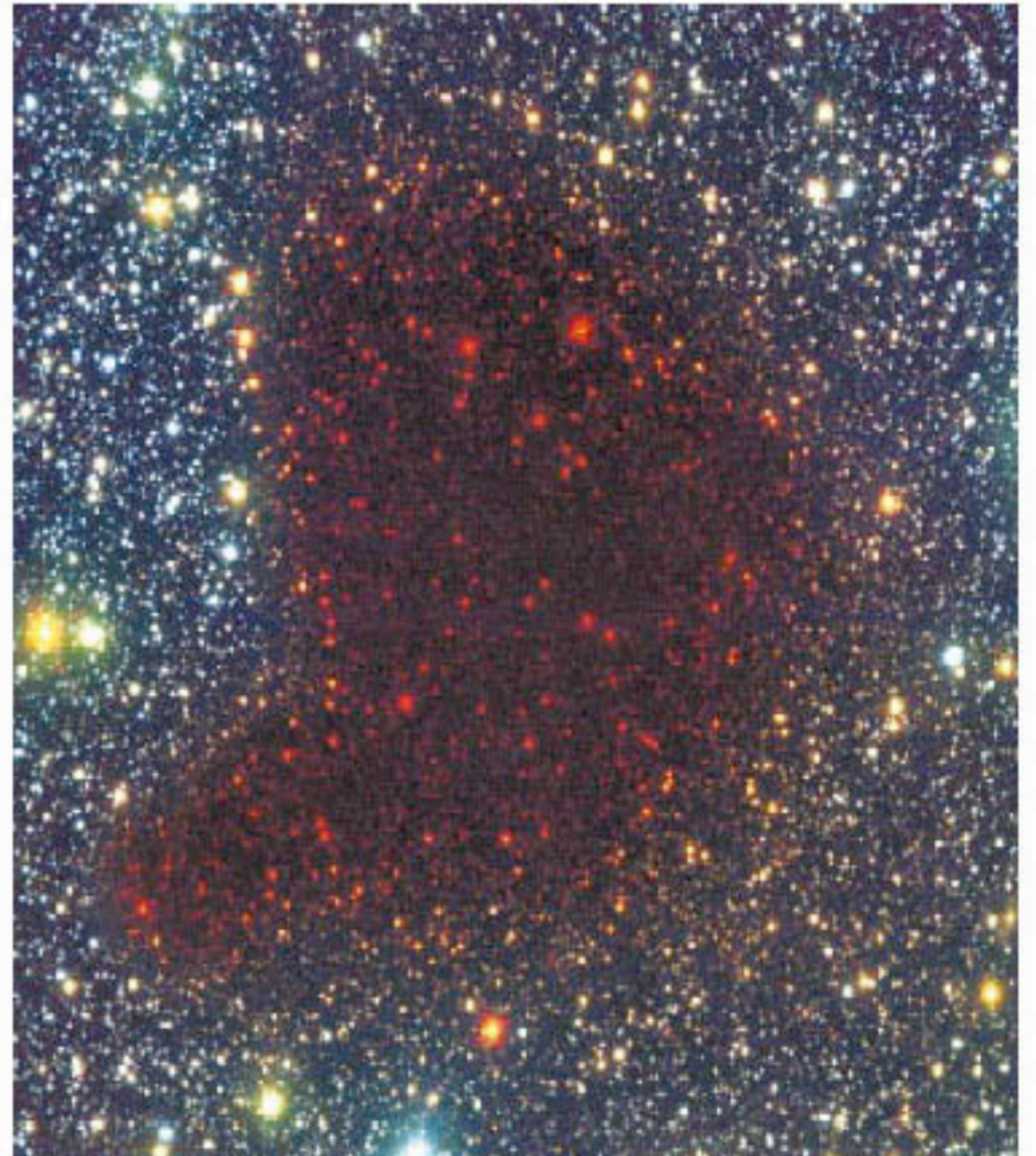


**30 Dor
In LMC**



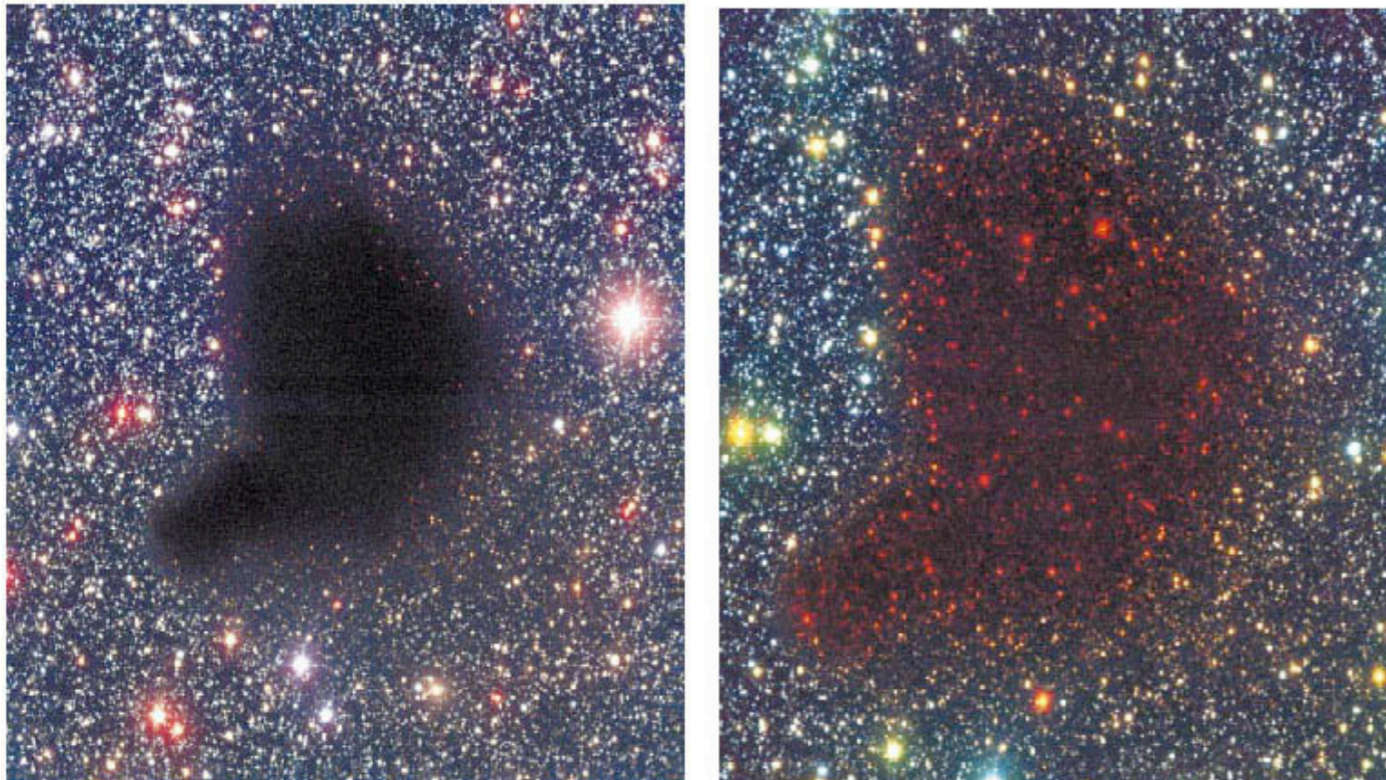
星間偏光による磁場の観測（赤外線）

グロビュールの星間偏光観測

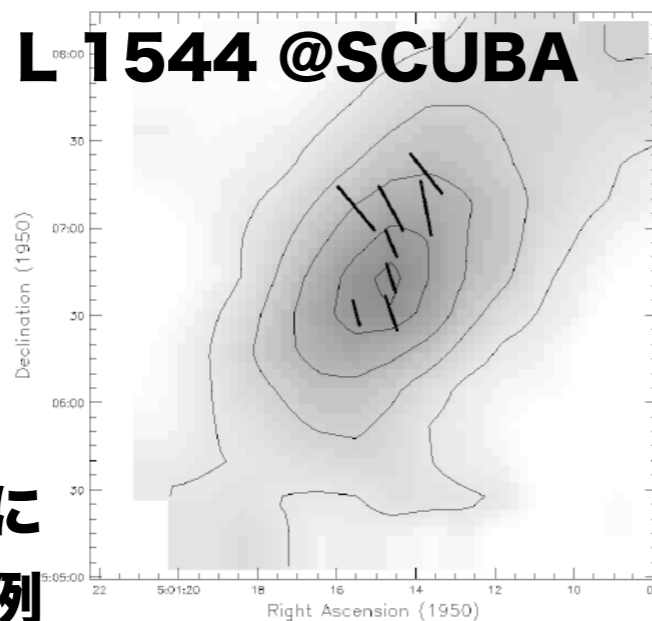
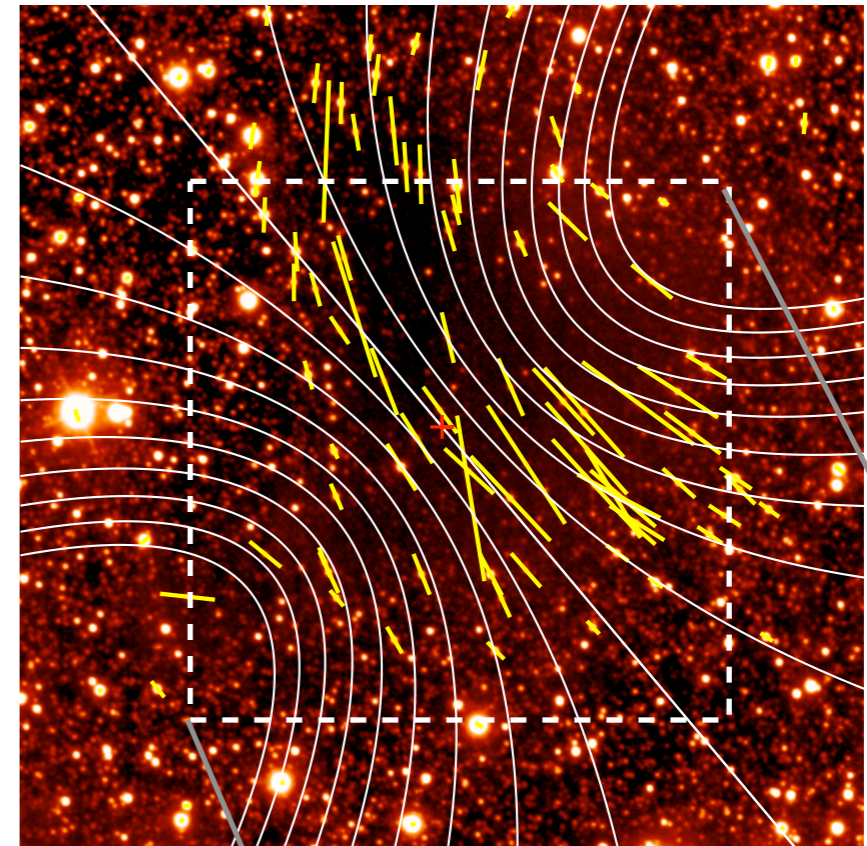


コアの磁場構造

Barnard 68



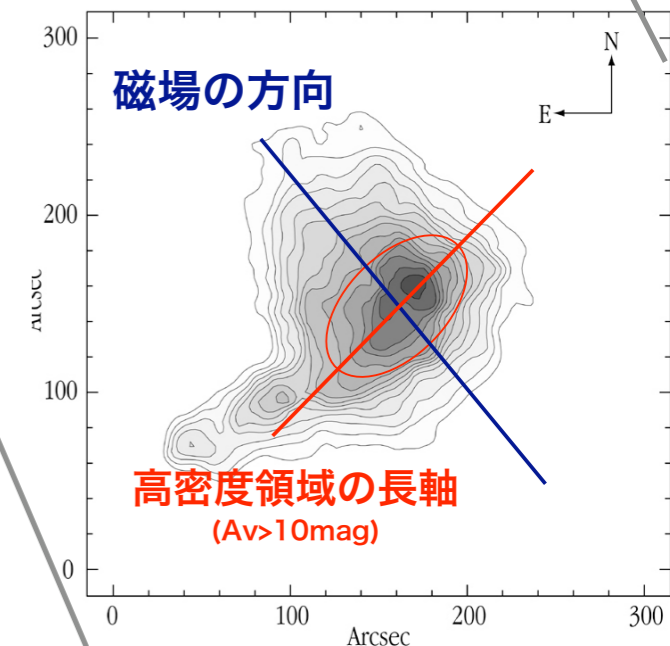
近赤外(1.6ミクロン)偏光観測



ダスト放射偏光による同様の観測例

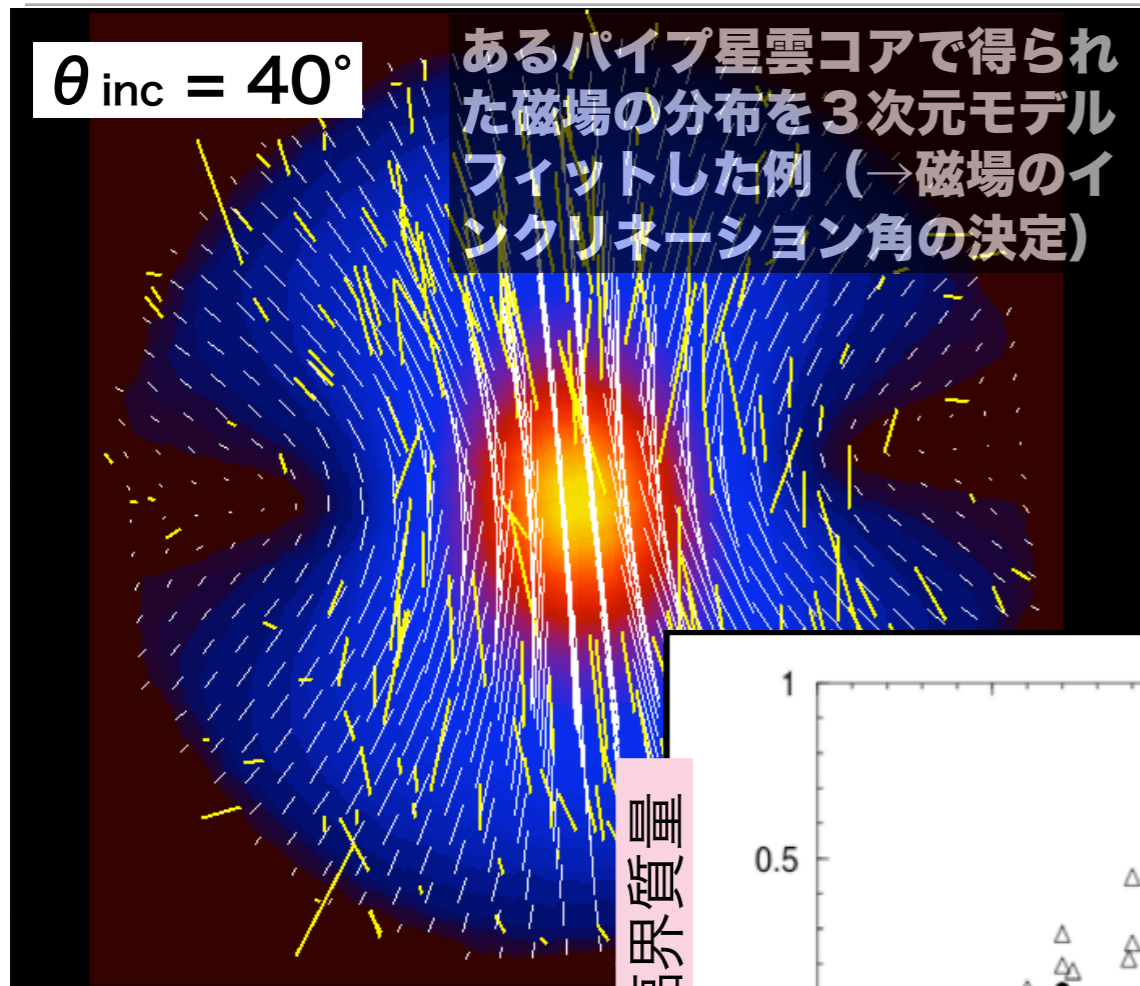
(Ward-Thompson et al. 2001)

- 砂時計型の磁場構造
- コアの長軸 \perp 磁場方向

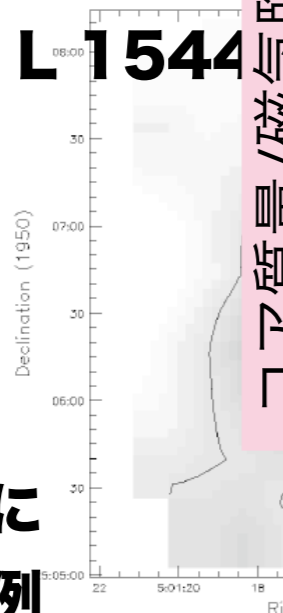
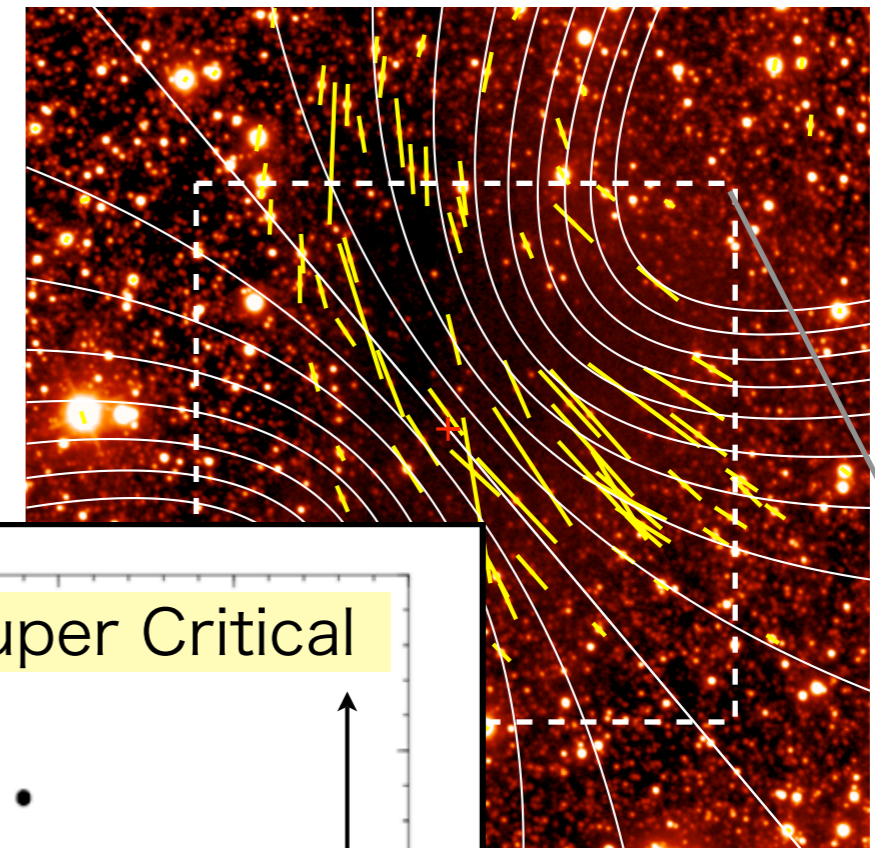


回転軸はPA \sim 0(\pm 20) $^{\circ}$ 程度か? (Lada et al. 2003)

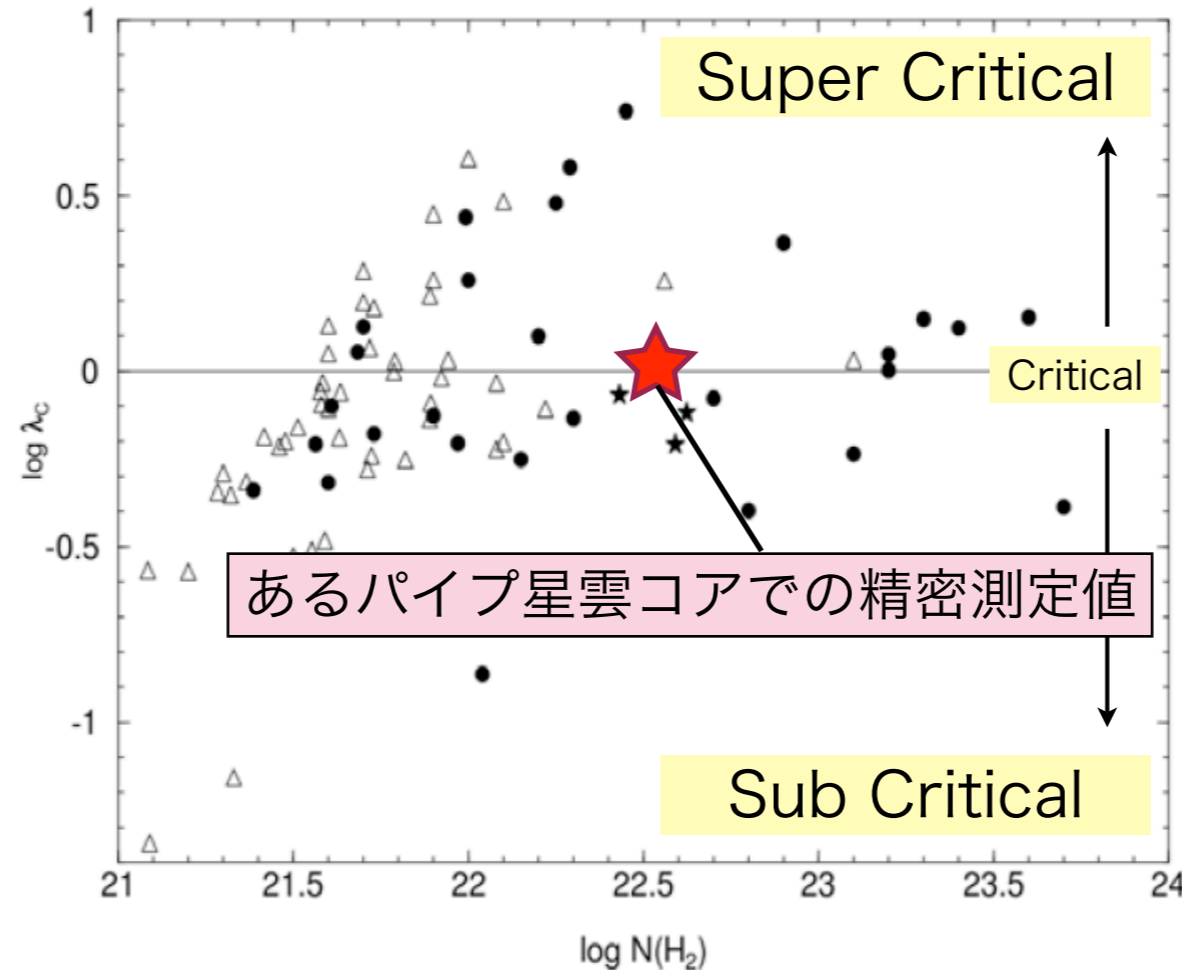
コアの磁場構造



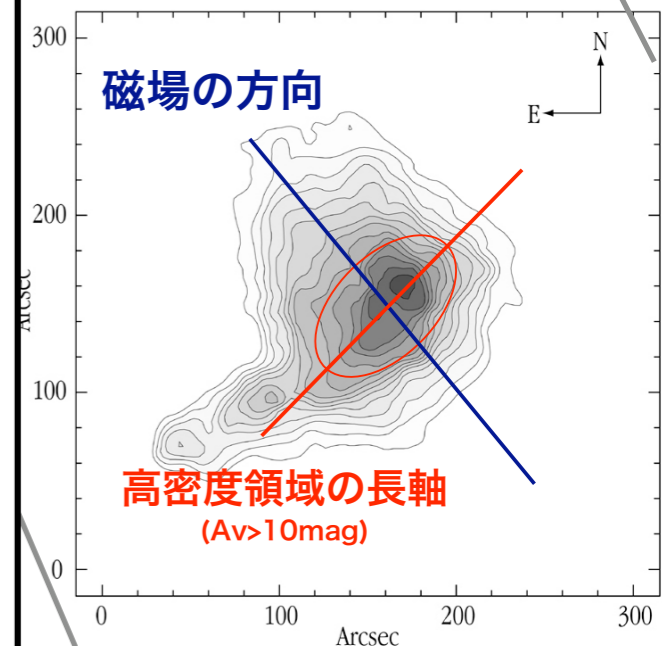
近赤外(1.6ミクロン)偏光観測



コア質量/磁気臨界質量



コアの柱密度

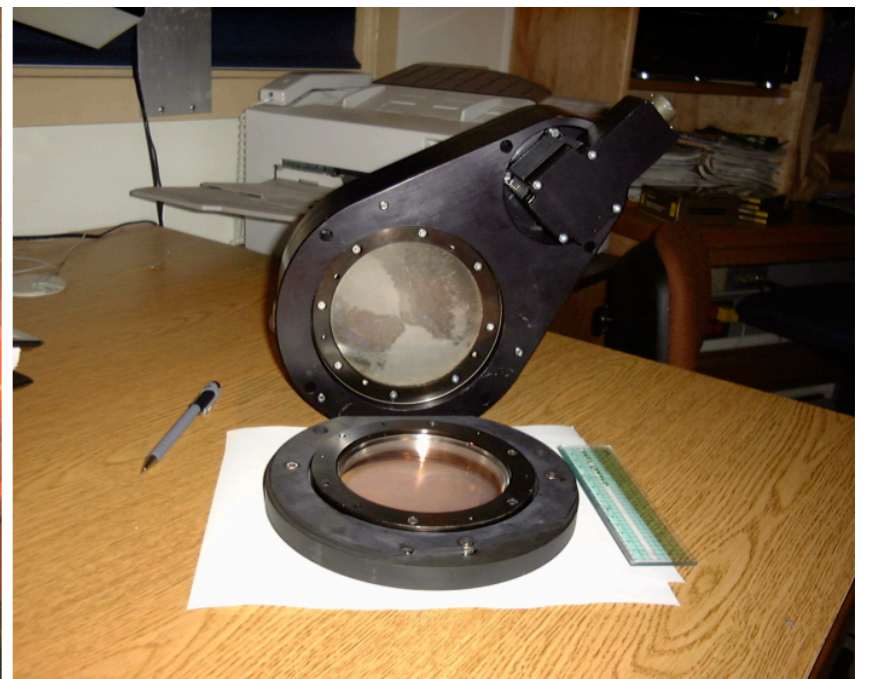
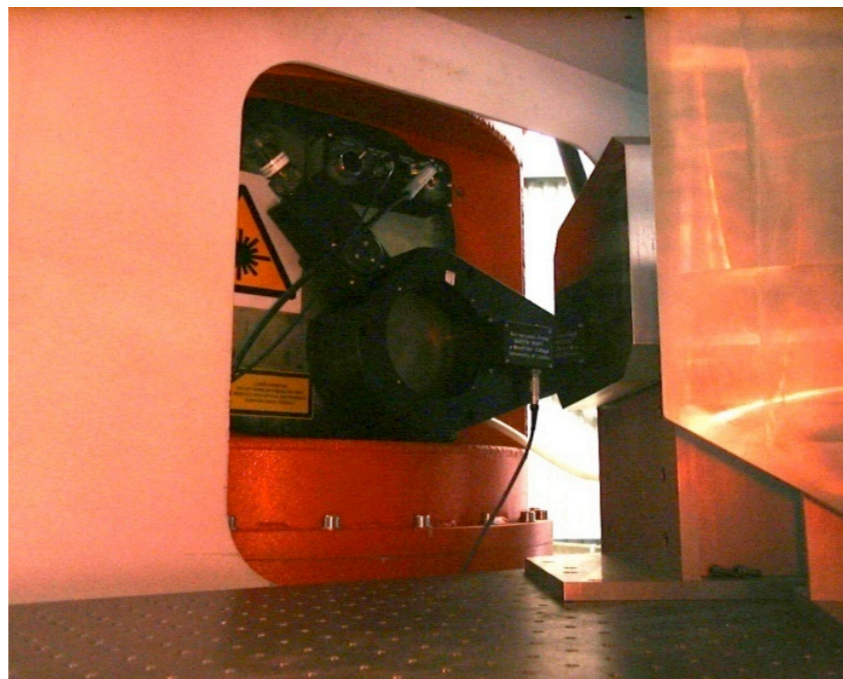
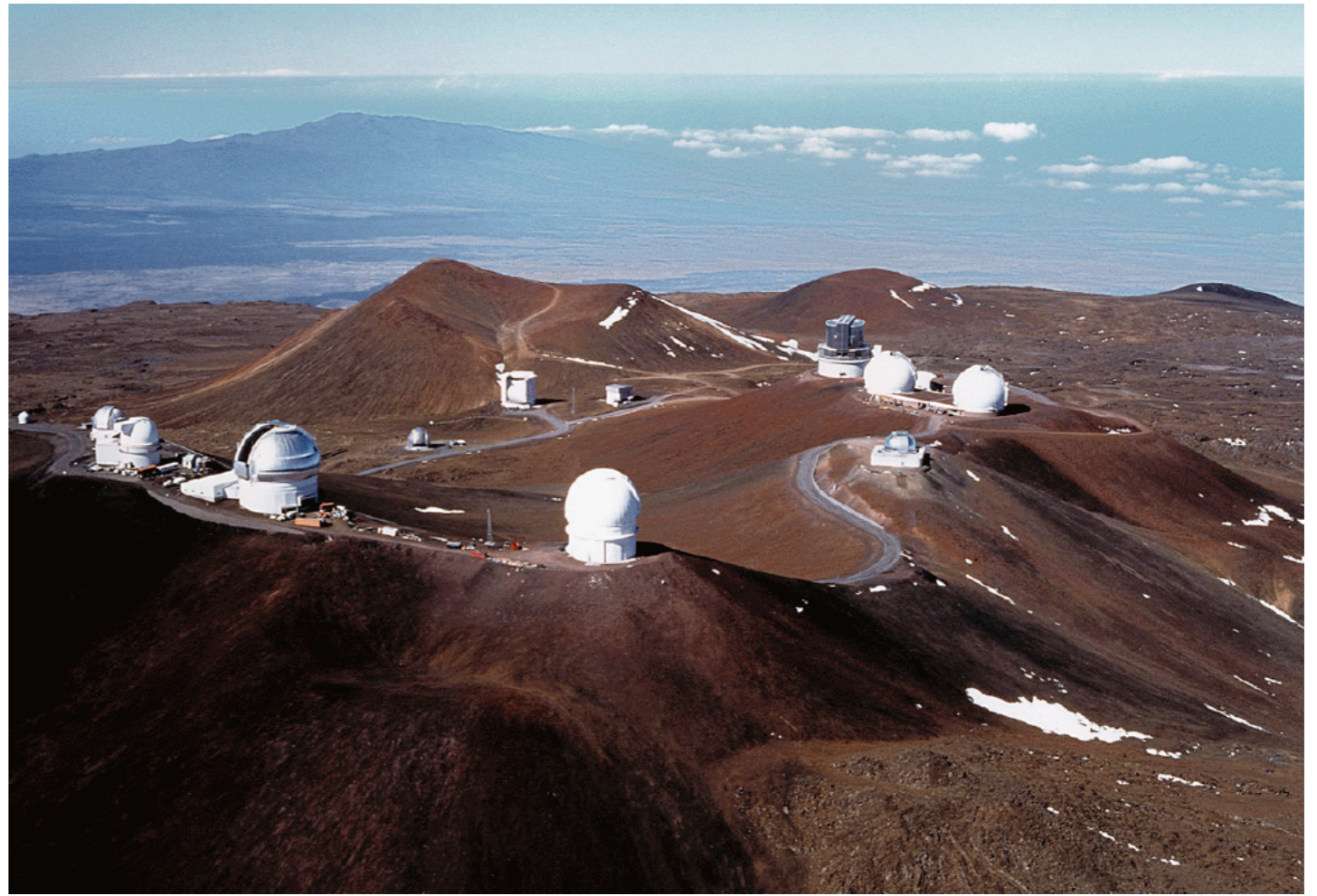


ダスト放射偏光による同様の観測例

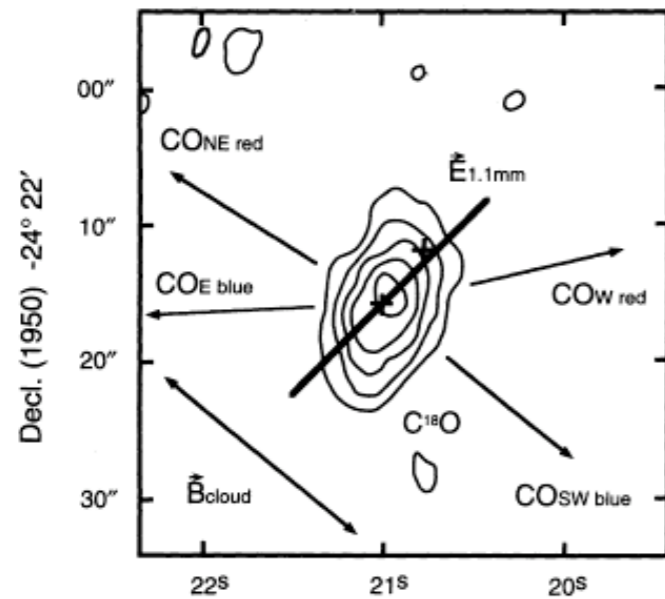
(Ward-Thompson et al. 2001)

回転軸はPA \sim 0(\pm 20) $^\circ$ 程度か? (Lada et al. 2003)

サブミリ波の 偏光装置

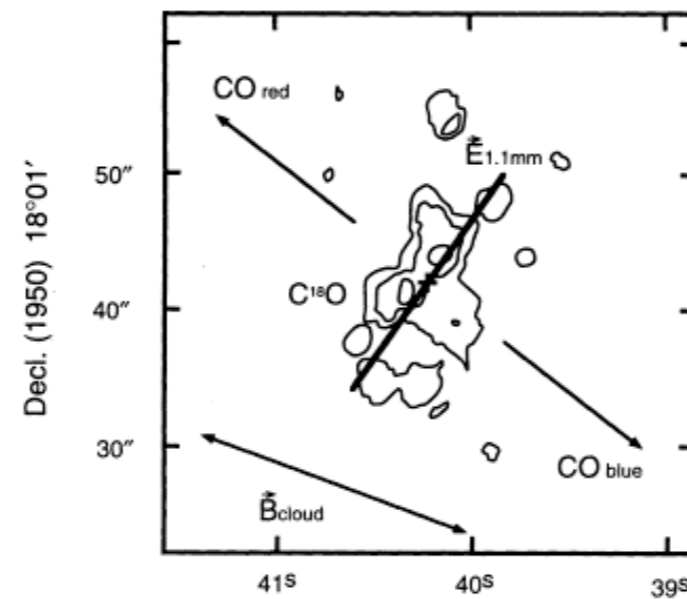


太陽のような軽い、若い星の星周構造の磁場 (田村ほか1999年)



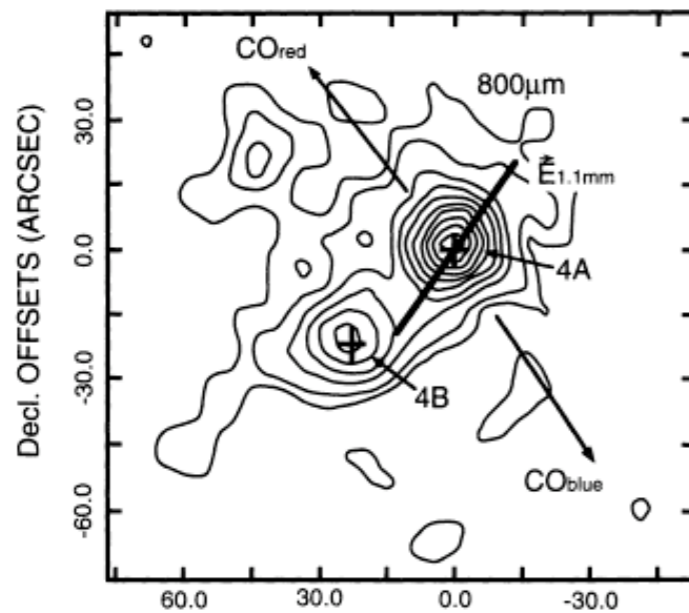
R. A. (1950) 16h 29m

FIG. 1a



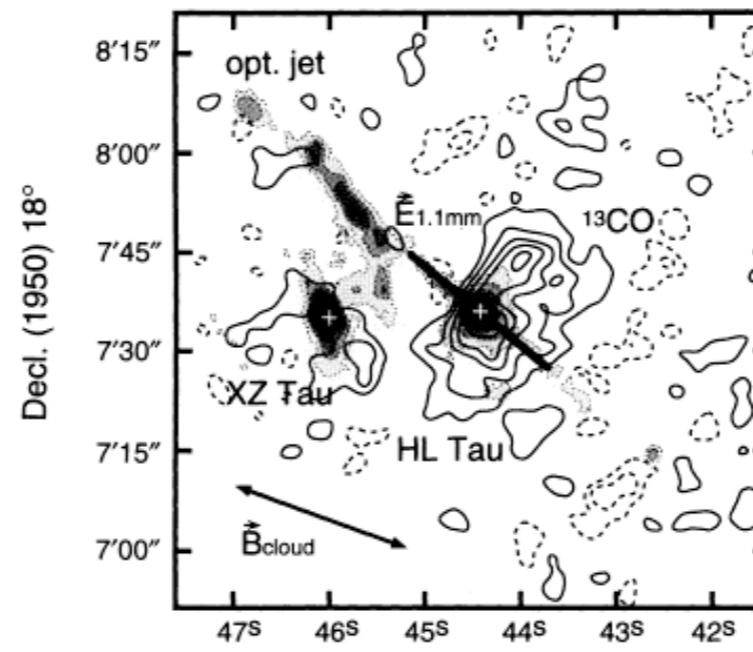
R. A. (1950) 04h 28m

FIG. 1b



R. A. OFFSETS (ARCSEC)

FIG. 1c



R. A. (1950) 04h 28m

FIG. 1d

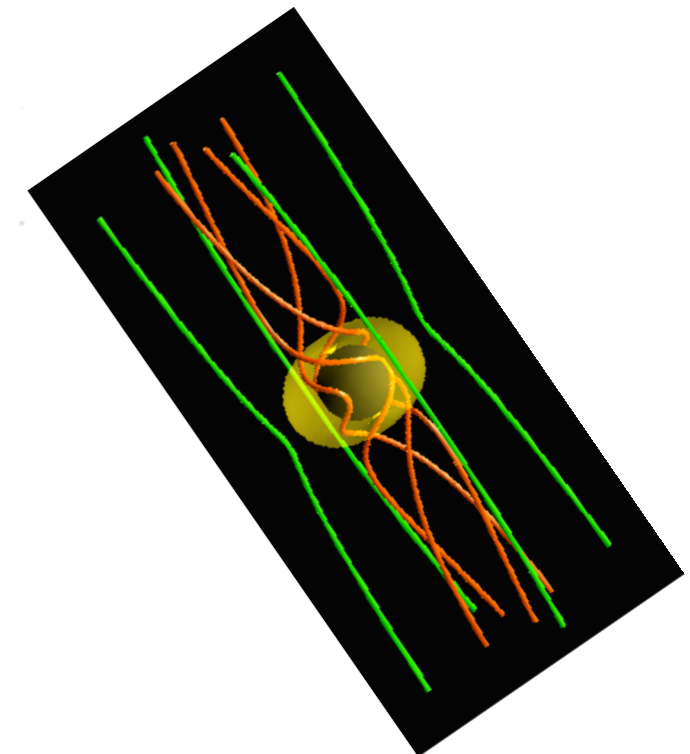
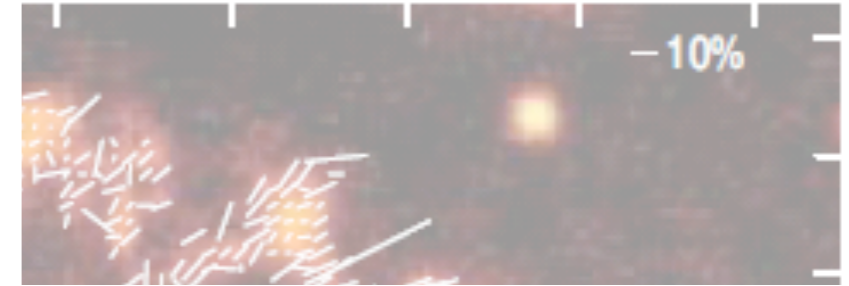
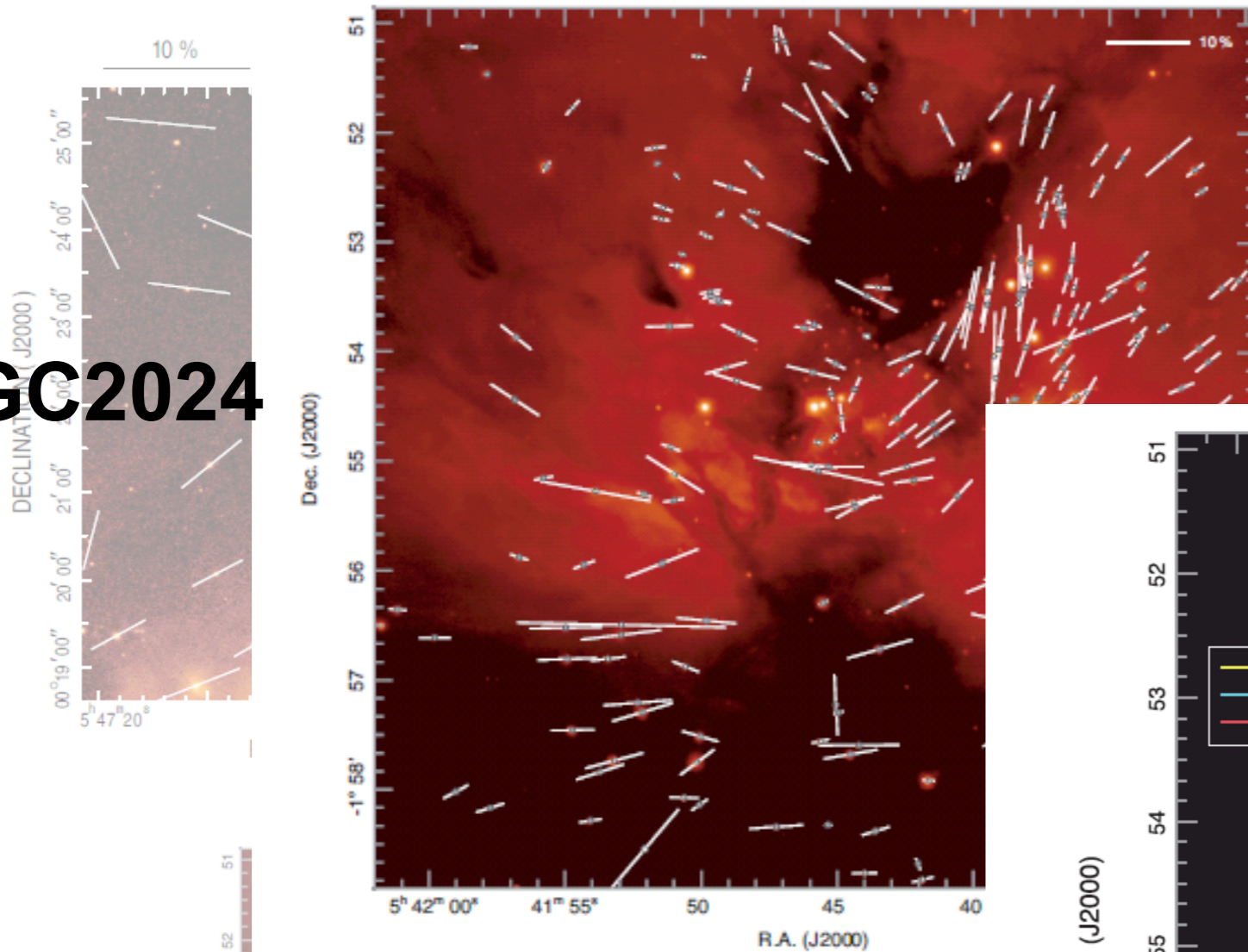


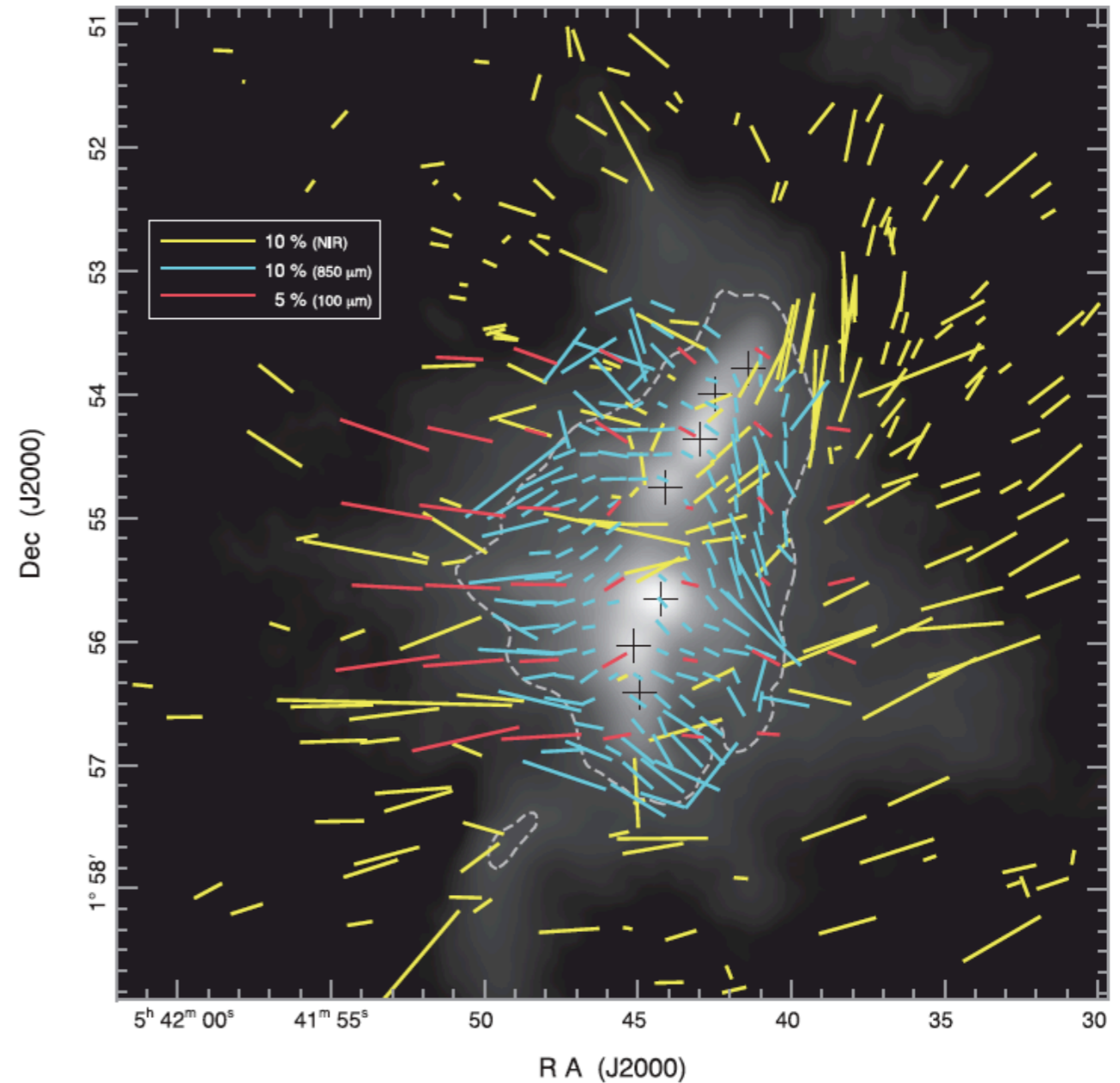
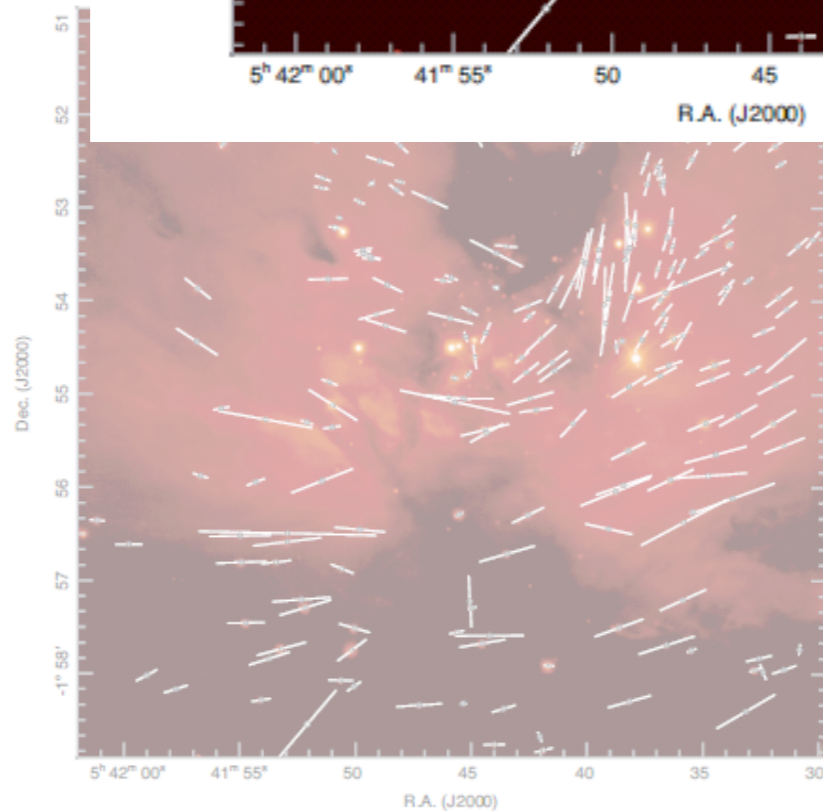
FIG. 1.—(a) IRAS 16293–2422: Geometrical relationship among the electric vector of the 1.1 mm continuum polarization (19" beam), the embedding cloud magnetic field from optical or near-infrared polarimetry, the envelope/disk structure of gas or dust, and the directions of blue/red lobes of high-velocity CO outflows (this work; Vrba et al. 1976; Tamura 1988; Mundy et al. 1990; Mizuno et al. 1990). Note that the direction of the envelope/disk magnetic field inferred from the 1 mm polarization is perpendicular to the electric vector. (b) Same as (a) except for L1551 IRS 5 (this work; Vrba et al. 1976; Sargent et al. 1988; Snell et al. 1980). (c) Same as (a) except for NGC 1333 IRAS 4A (this work; Sandell et al. 1991; Sandell & Aspin 1933). (d) Same as (a) except for HL Tau. The optical jet is also shown (this work; Hayashi et al. 1993; Vrba et al. 1976; Mundt, Ray, & Bührke 1988).

星間偏光による磁場の観測（赤外線）

NGC2024



NGC2024



オリオン座分子雲の磁場構造

10度（250光年）スケールでの磁場構造

「分子」オリオン座あたりの天の川

調

可視光

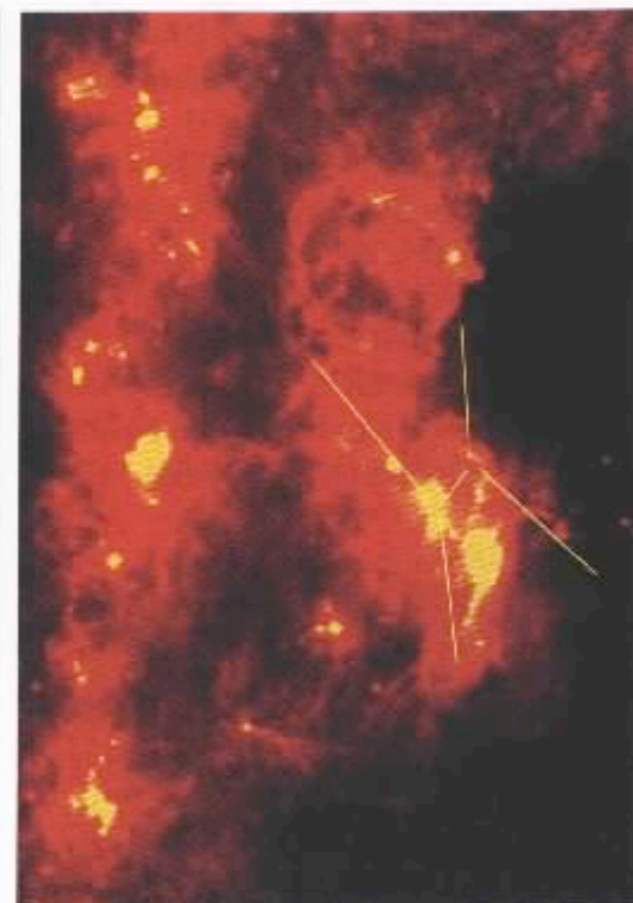
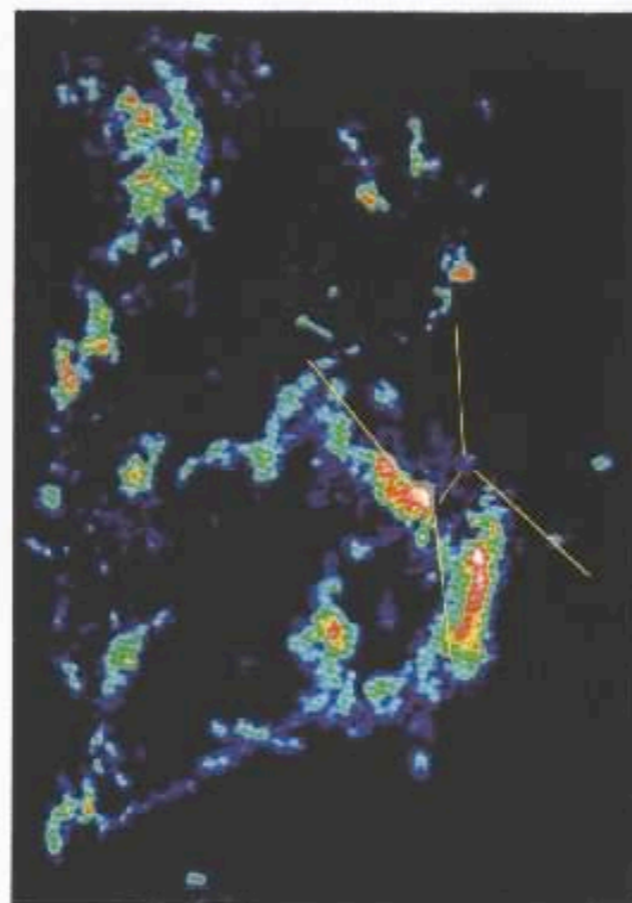
CO分子の電波

遠赤外線

Appenzel
約15°

Heiles
HI Zeeman
(次ページ)

Orion Aの
変化する
⇒



恒星

分子雲 (暗黒星雲)
距離1300光年

チリ

6^h
0.05 mag

5^h 30^m

α₁₉₀₀

5^h

Fig. 1. Polarization map of the Orion region. The curved solid line indicates the position of the Barnard Loop Nebula

オリオン座分子雲の磁場構造

10度（250光年）スケールでの磁場構造
「分子雲の形成における磁場の影響を
調べるうえで重要なスケール」

Appenzellerの可視光偏光観測（1974）
約 $15^\circ \times 15^\circ$ の領域内の星百数十個の偏光
-図

Heiles（1987）による
HI Zeeman splittingのマッピング
（次ページの図）

Or i Aの両側で、磁場の視線成分が系統的に
変化する＋可視・赤外の星間偏光観測
⇒ 分子雲をツタのようにとりまく磁場？

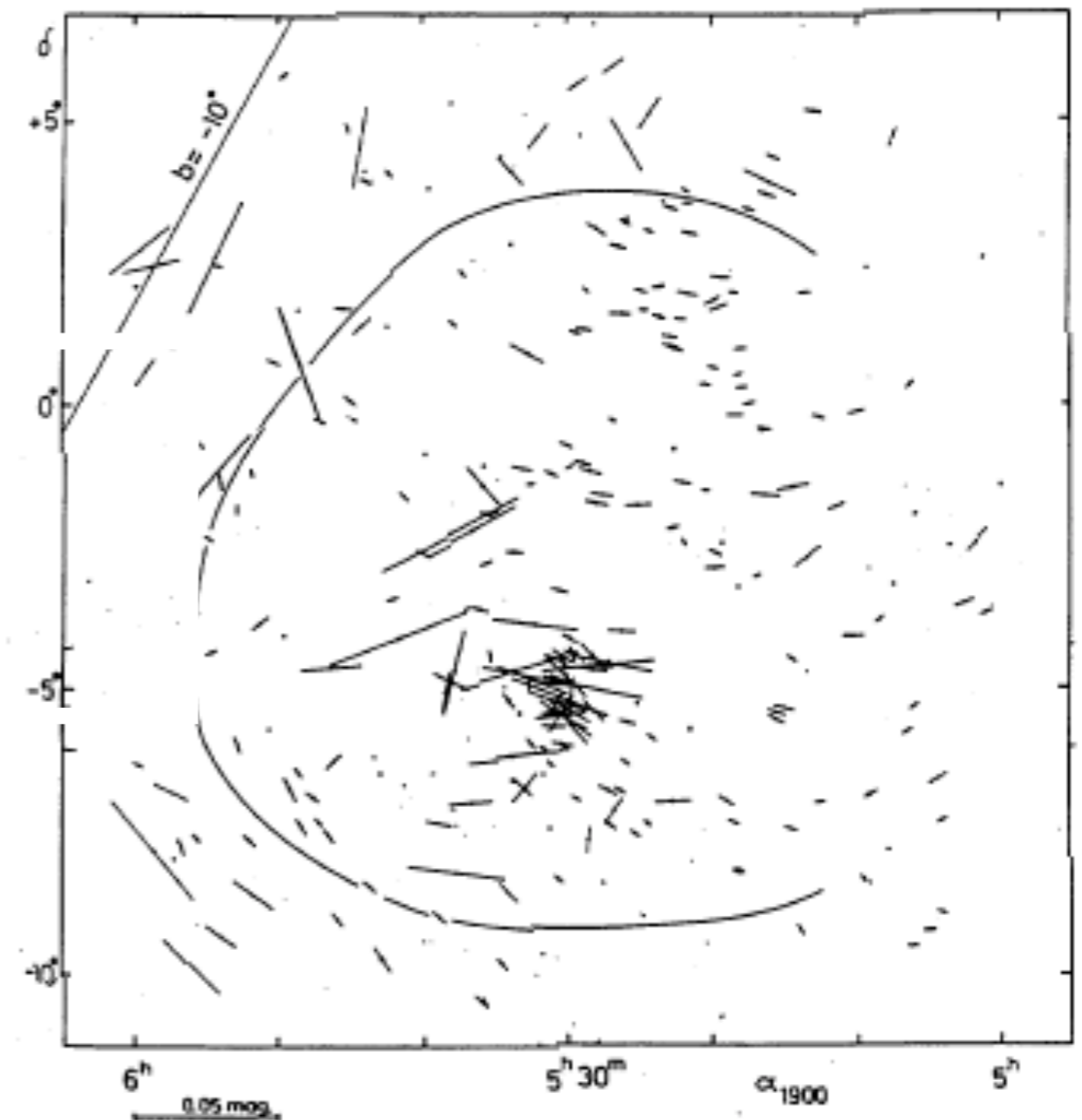


Fig. 1. Polarization map of the Orion region. The curved solid line indicates the position of the Barnard Loop Nebula

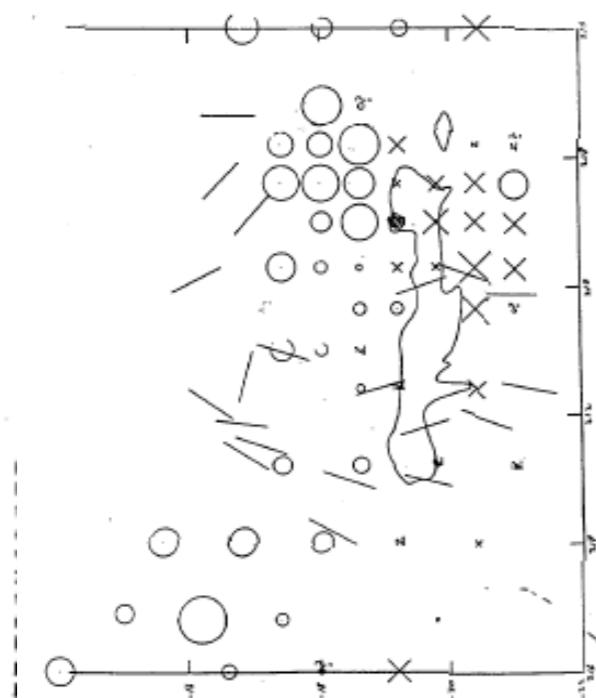
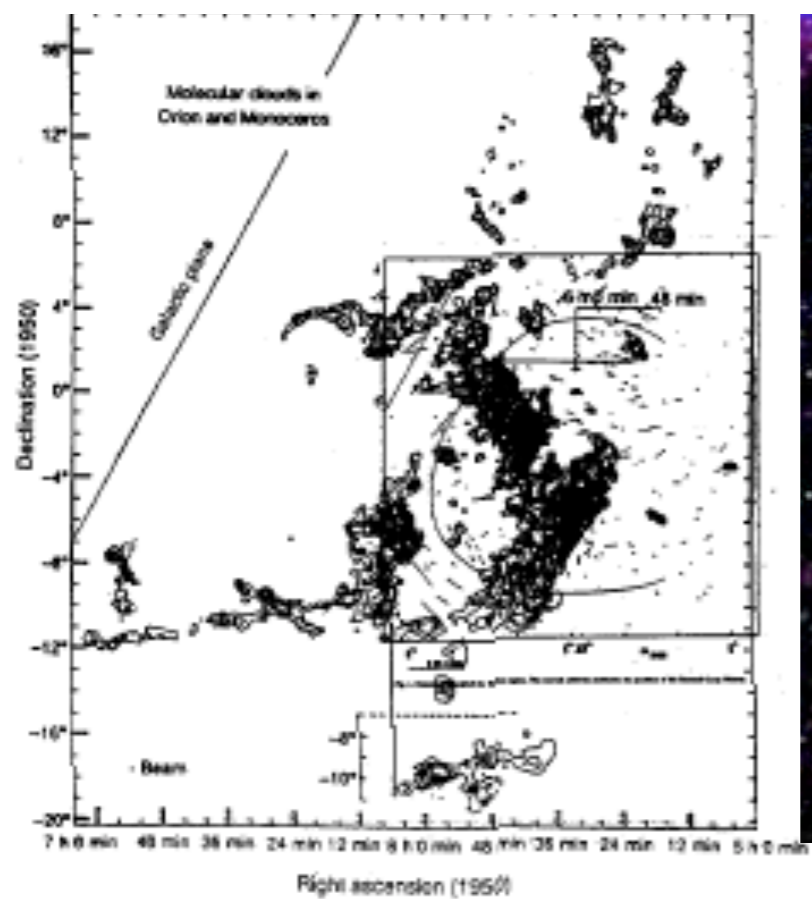
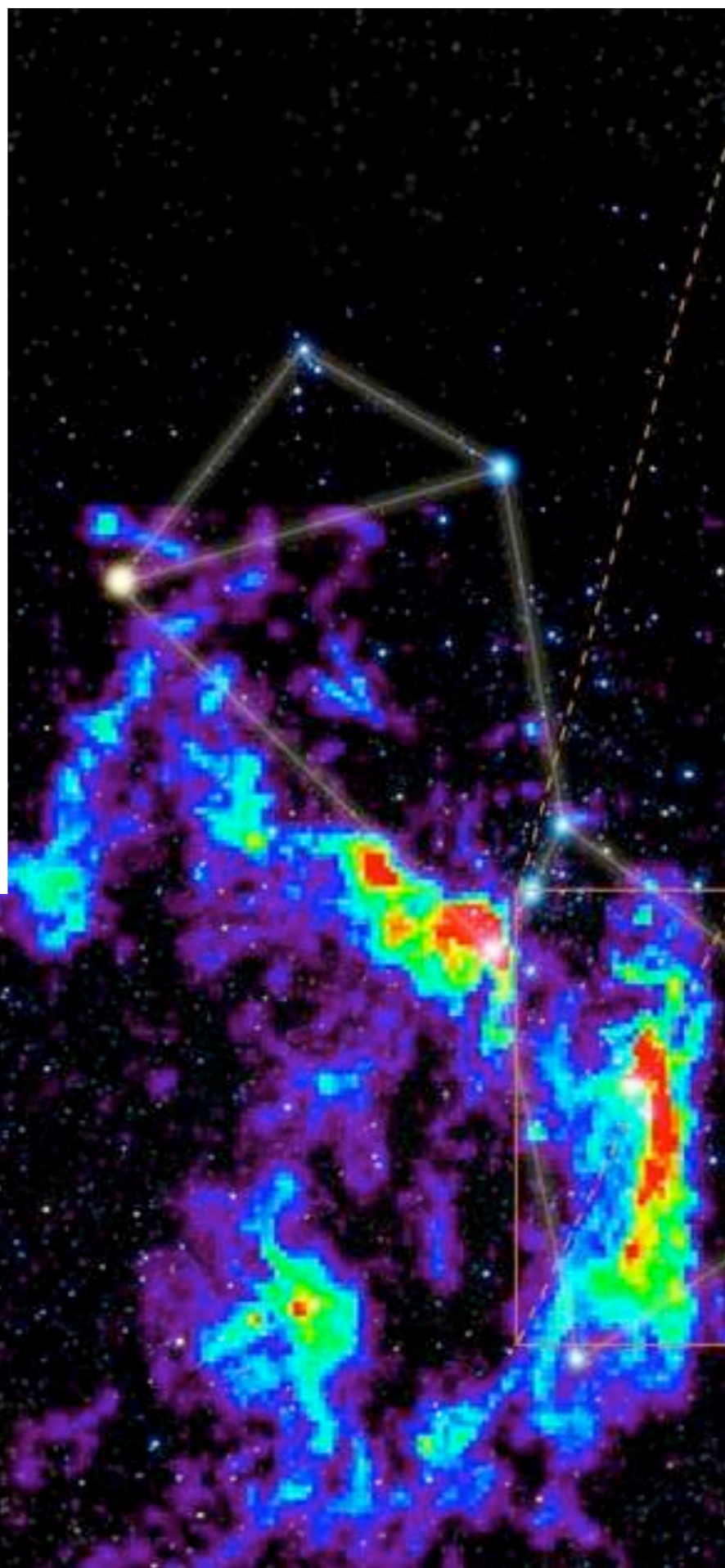
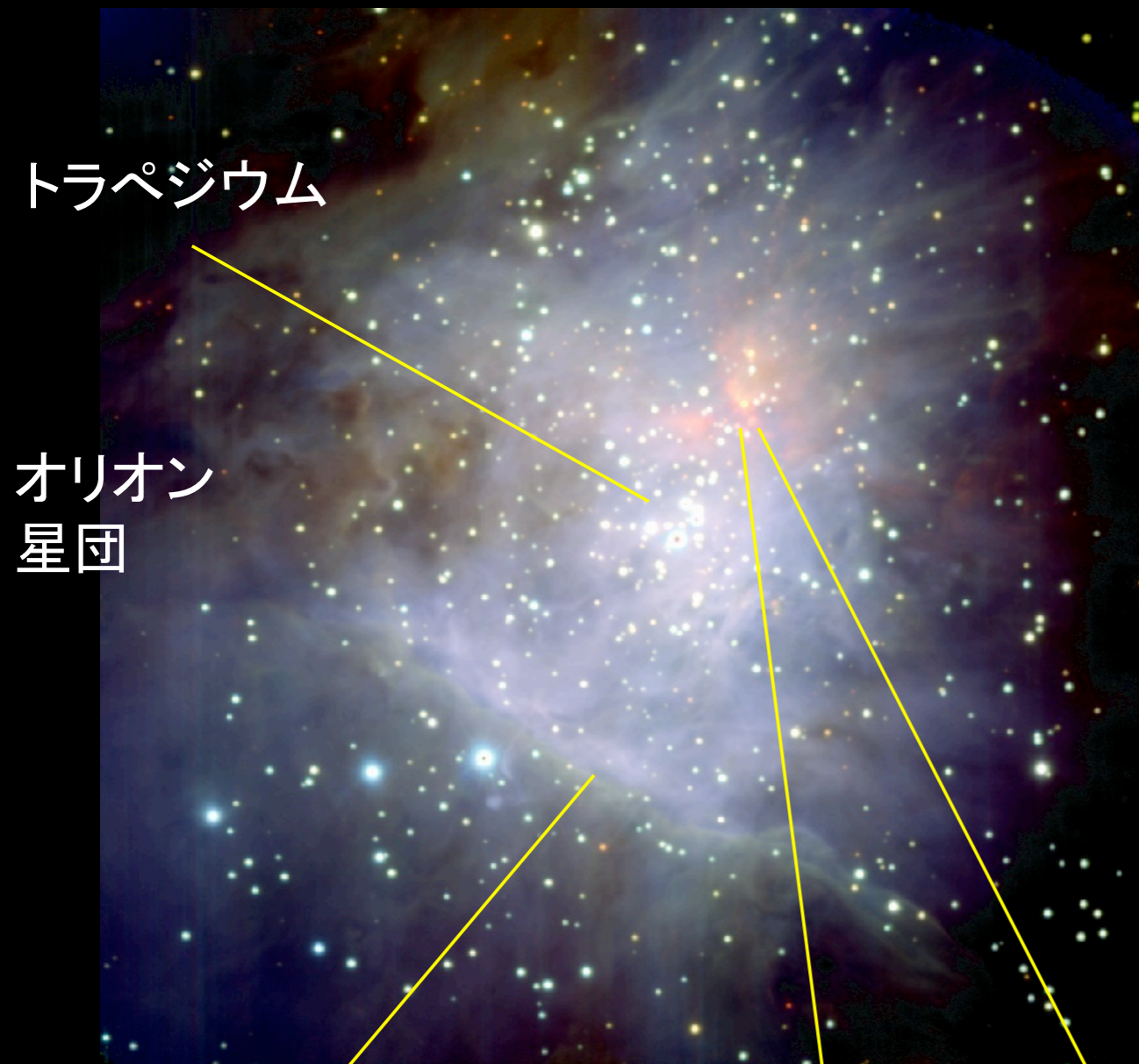


Figure 2. Sketch of the ^{12}CO distribution in the Orion region, together with B_{I} 's from Zeeman splitting of H I in emission. Galactic longitude is 206° at the right and 216° at the left; latitude is -22° at the bottom and -14° at the top. Circles indicate a field pointing toward us; the size of the symbols is proportional to B_{I} . The largest B_{I} is about $10 \mu\text{G}$.

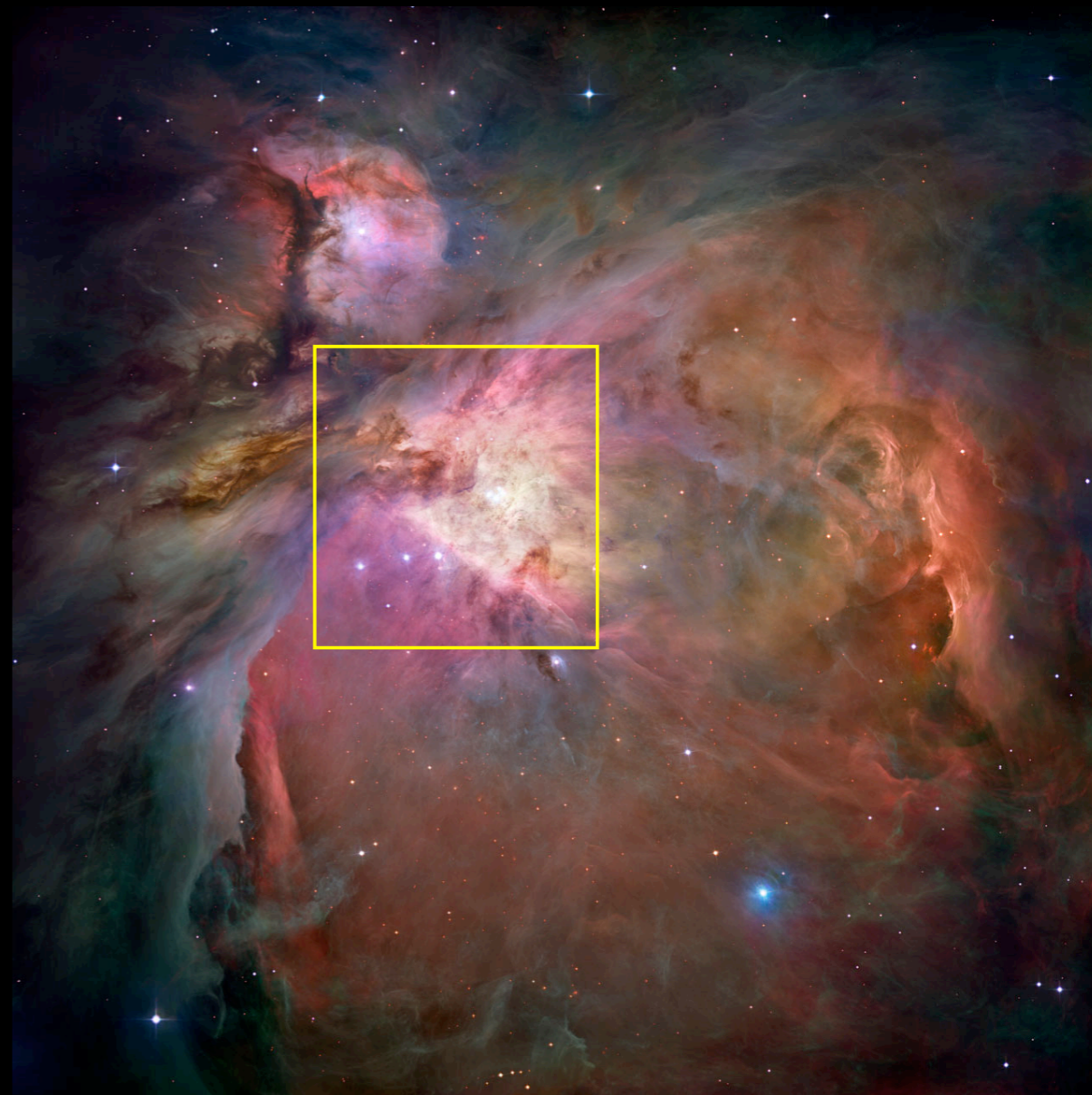


オリオン大星雲を偏光でみる！

SIRPOLの赤外線画像



ハッブル望遠鏡の可視光画像



明るい棒

原始星IRc2

原始星BN天体

オリオン大星雲を偏光でみる！

強度の画像



偏光した光の画像



赤外反射星雲 Infrared Reflection Nebulae (IRNe)

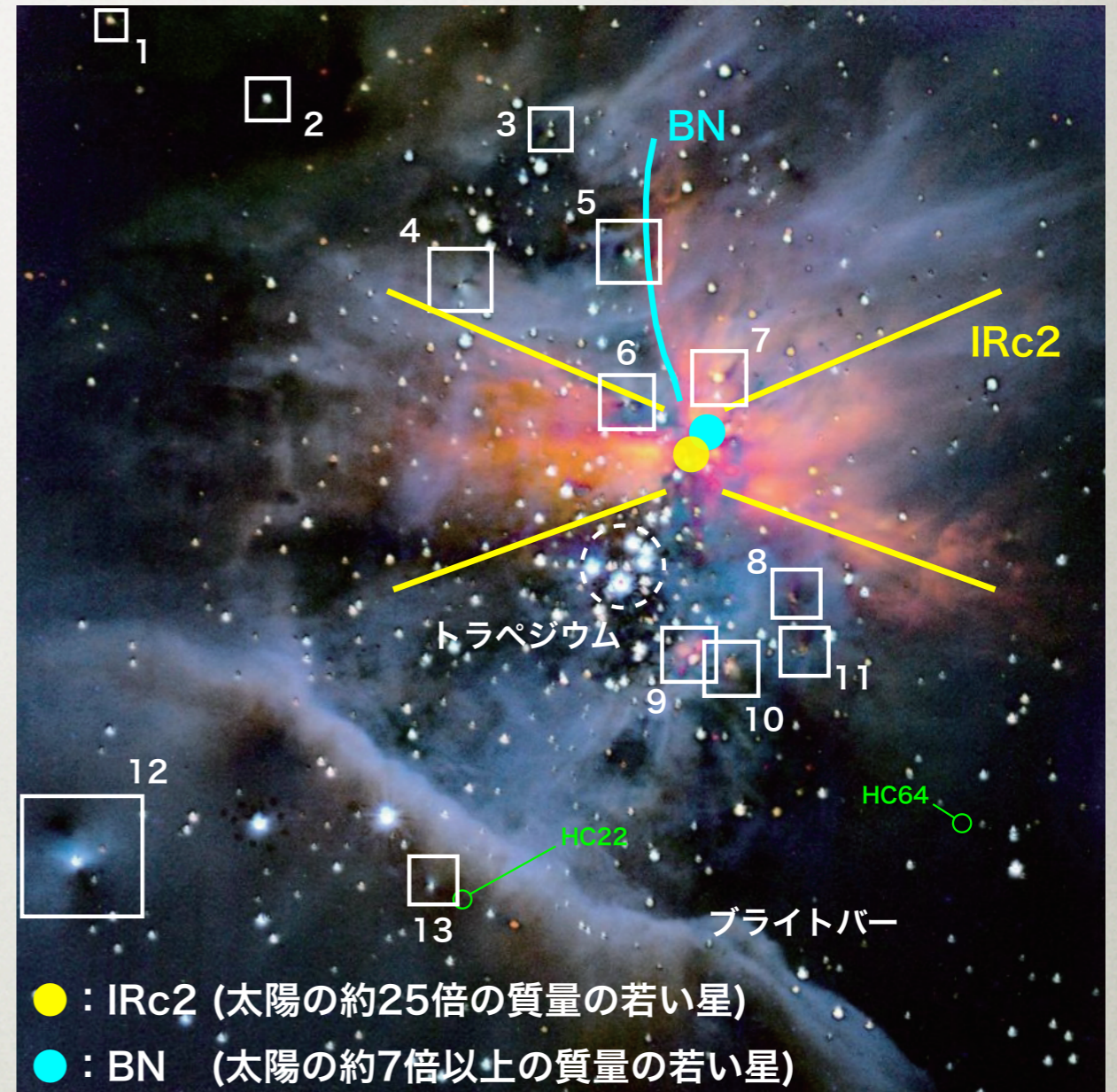
近赤外偏光で見たオリオン星雲

オリオン星雲中心部の赤外線強度



角度で約8分（距離で約3光年）

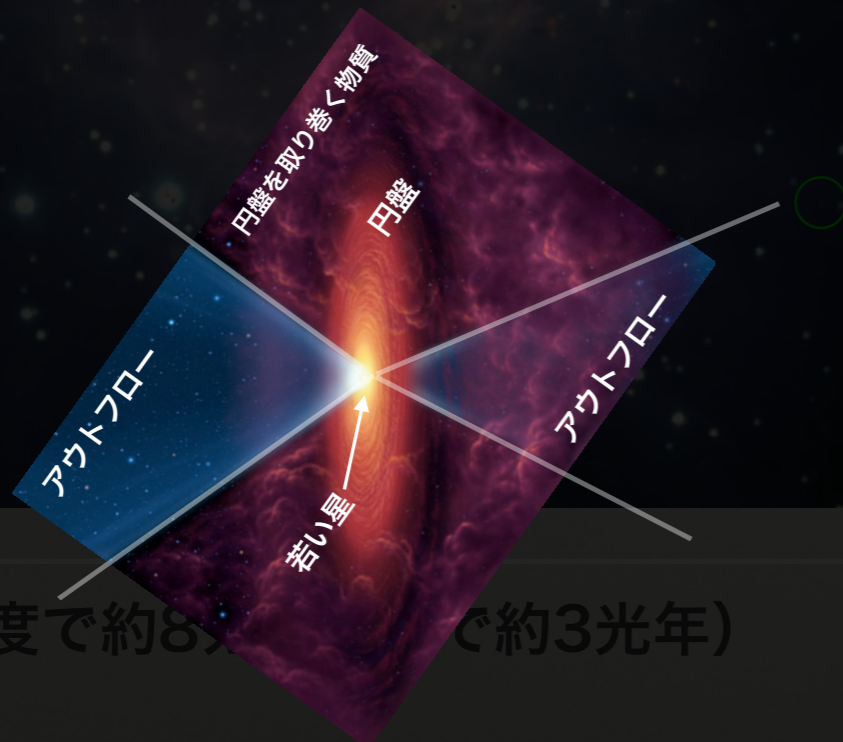
偏光した赤外線強度（塵の反射光）



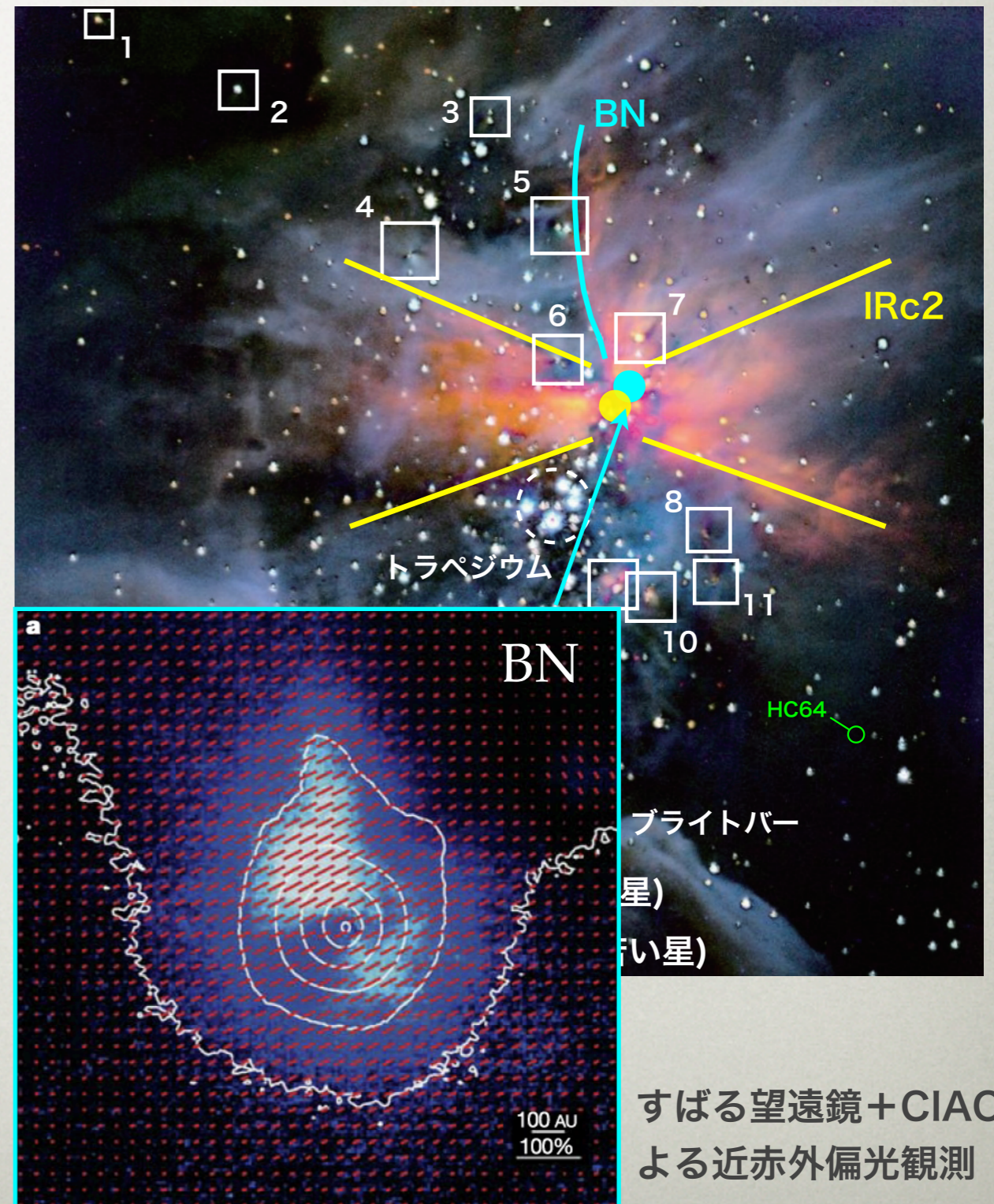
近赤外偏光で見たオリオン星雲

オリオン星雲中心部の赤外線強度
大質量星に付随する巨大な反射星雲

- 星に付随する巨大な空洞があり
中心星の光を反射(IRc2, BN)。
- 円盤・ジェット構造を伴いながら
(若い)大質量星が形成されている
ことの証拠。



偏光した赤外線強度 (塵の反射光)

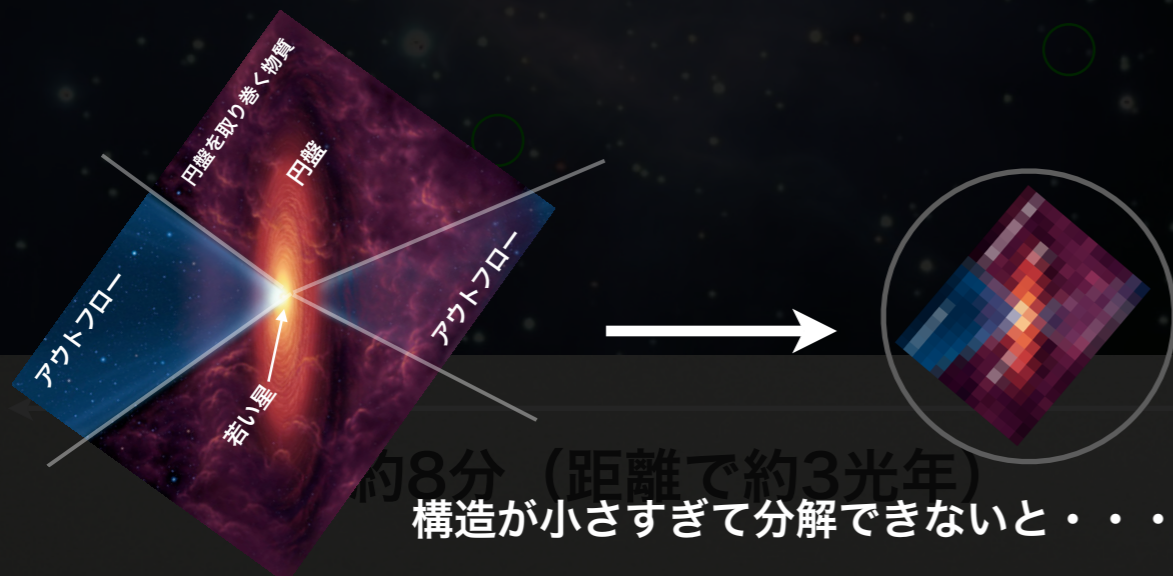


すばる望遠鏡+CIAOによる近赤外偏光観測

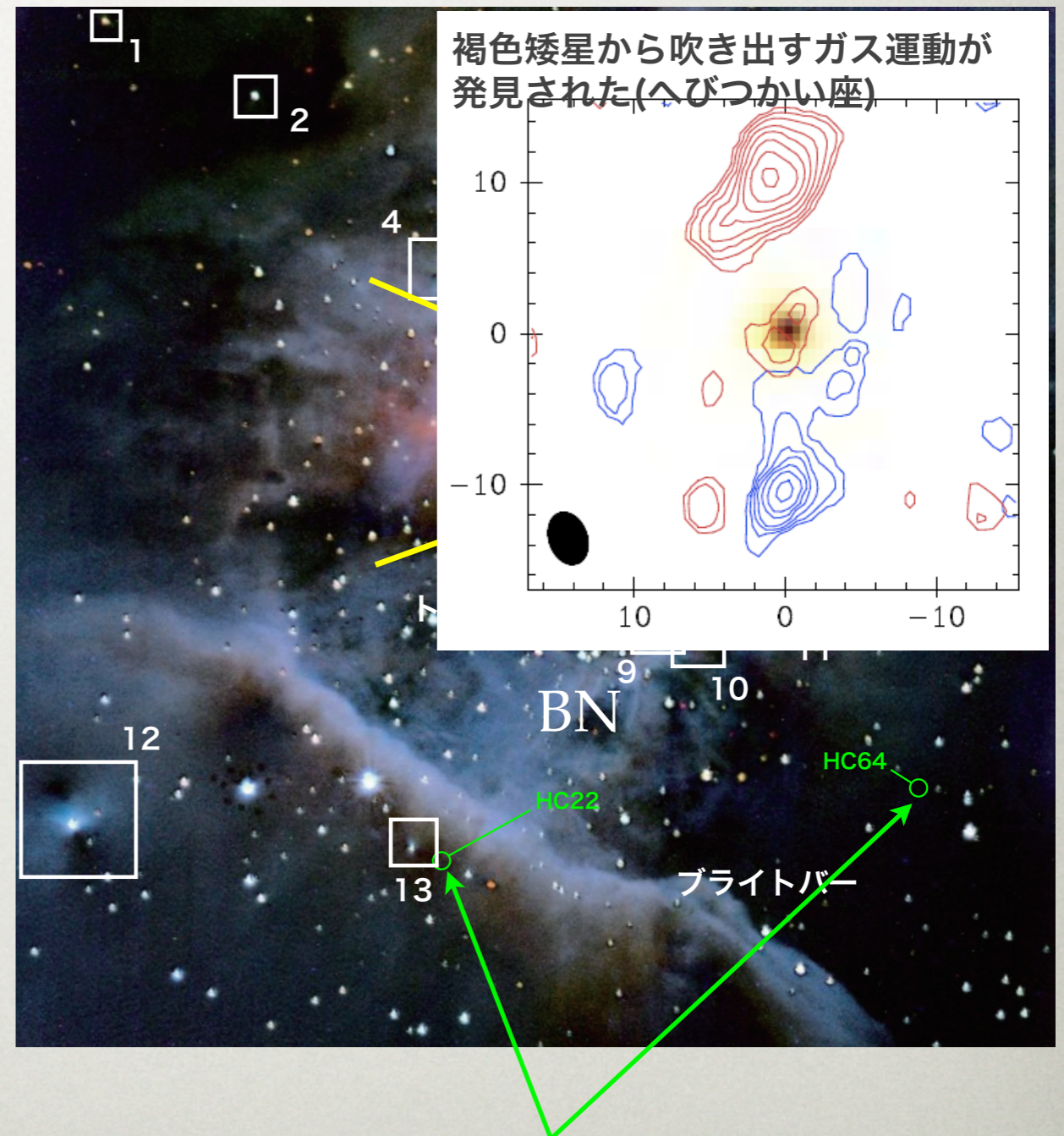
近赤外偏光で見たオリオン星雲

オリオン星雲中心部の赤外線強度 褐色矮星に付随する強い偏光

- 構造は分解できないが、強い偏光を出すためには星周囲に非対称な構造を持つ必要がある。
- 円盤・ジェット構造を伴いながら(若い)褐色矮星(超低質量星)が形成されていることの証拠。



偏光した赤外線強度 (塵の反射光)



強い偏光を持つ褐色矮星

オリオン中心領域の磁場構造

トラペジウムおよびBN-IRc2領域

オリオン分子雲の吸収とトラペジウムからの反射光の影響のために、可視光での星間偏光観測は非常に困難

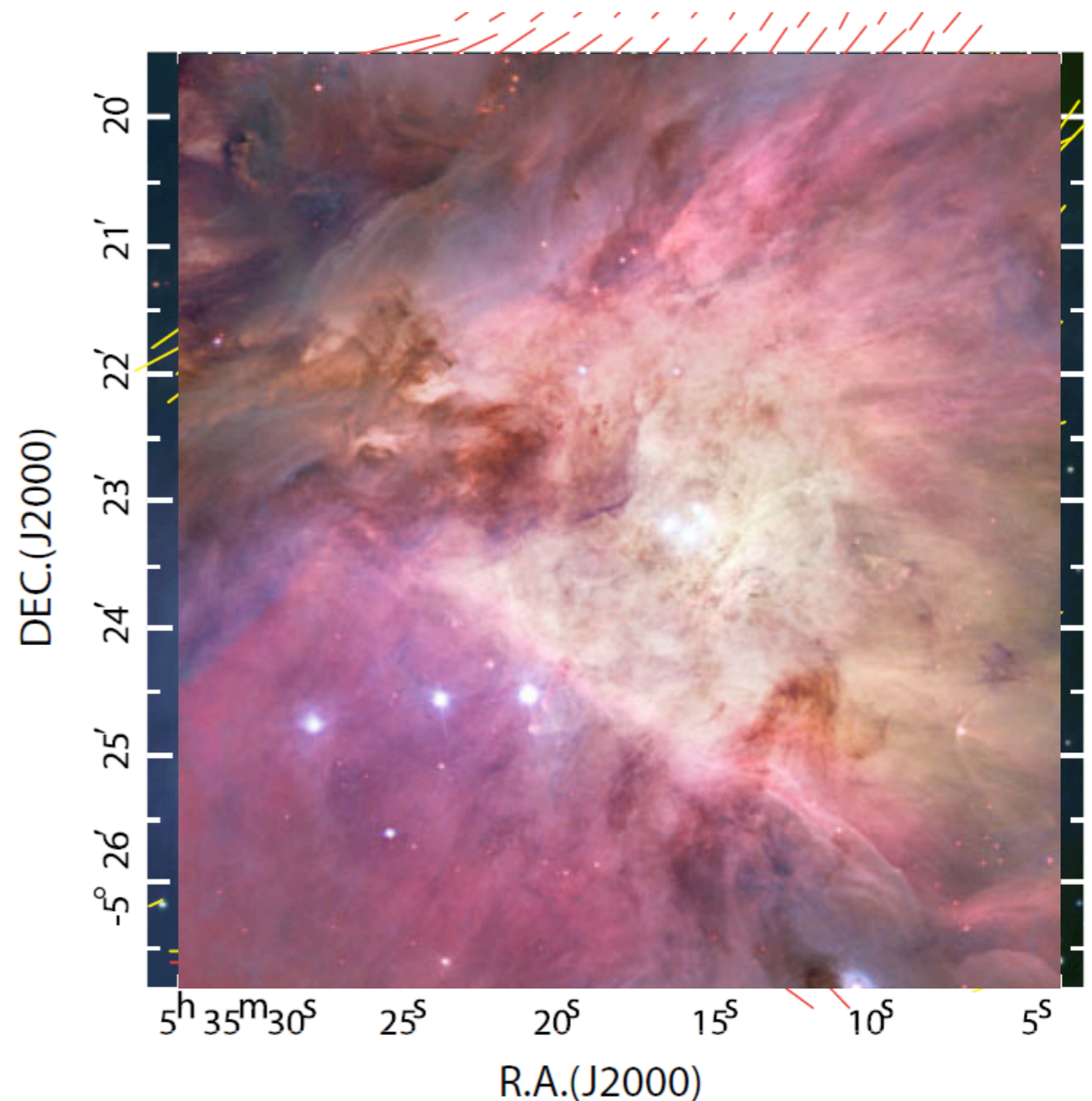
近赤外アレイ星間偏光観測

日下部、田村ほか2007

トラペジウムクラスタを含む $8' \times 8'$
(3光年四方)の領域

図：偏光マップ

- BN-IRc2周辺、その北の領域、磁場が良く揃っている
- 「磁場の方向 (140°) 」と「ディスク (リッジ) の長軸」は垂直
- トラペジウム近辺、その南側では、著しい磁場の乱れがある



オリオン中心領域の磁場構造

遠赤外アレイによるダスト熱放射の偏光観測 (シカゴ大学のグループ)

図：100マイクロメートルの
遠赤外線偏光マップ

遠赤外から求めた磁場構造は
近赤外星間偏光観測による磁場構造と
非常に良く一致する

分子雲の磁場は、その長軸に垂直
⇒ 分子雲は磁場に沿って収縮

細かく見ると、磁場の曲がりがある
⇒ 磁場は曲げられた
収縮の影響か？

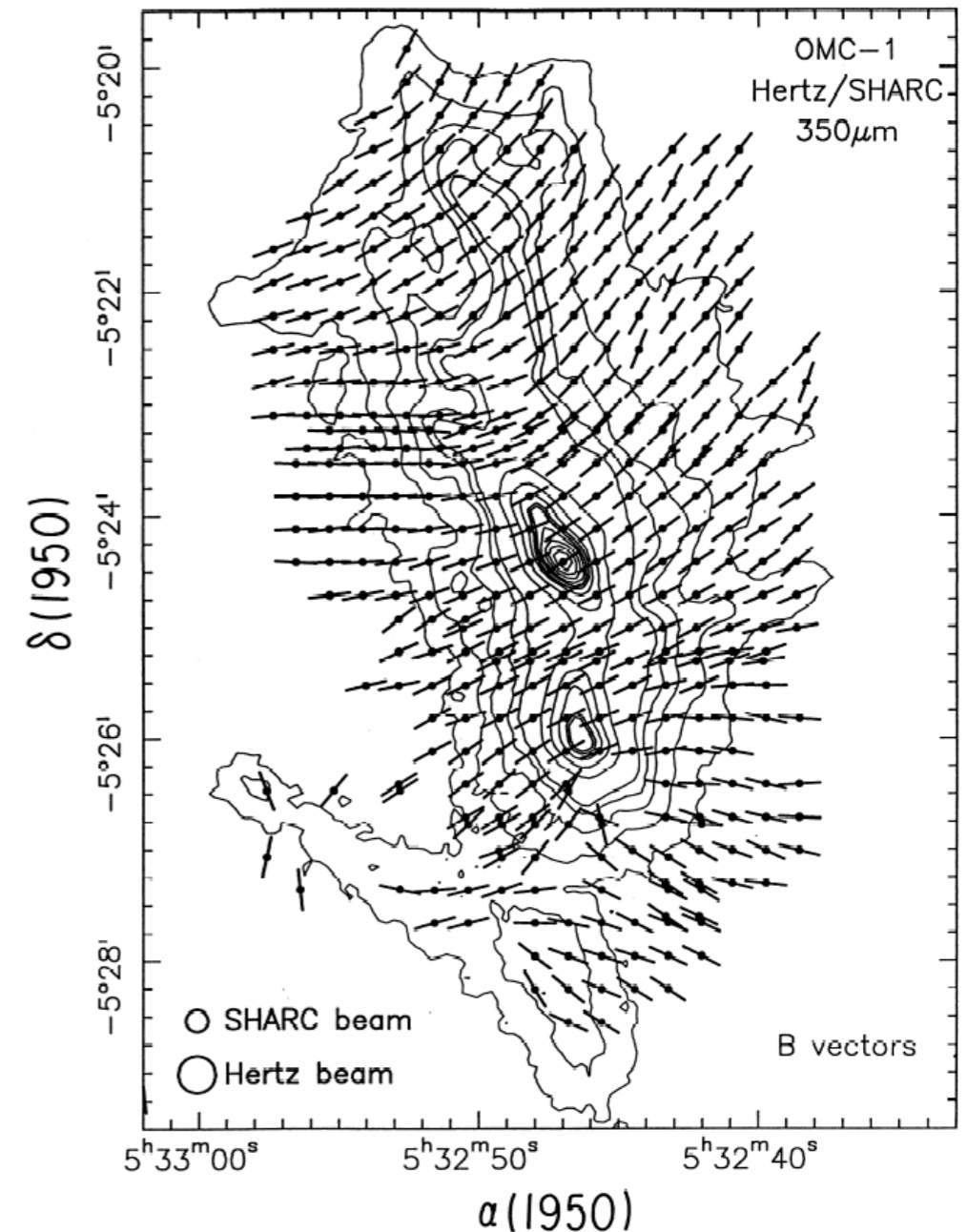
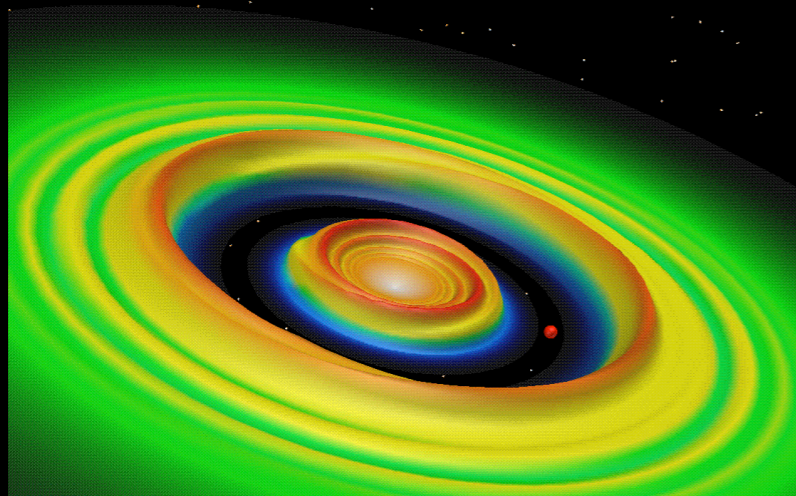


FIG. 13.—Orion map. Same data as in Fig. 12 but with vectors rotated 90° to show the inferred direction of the magnetic field. All vectors drawn to the same length. The contours show flux densities measured at the same wavelength, 350 μm, with the photometer SHARC (Lis et al. 1998).

ALMA(アルマ)は 惑星の誕生現場の磁場を解明する

- ◆ サブミリ波・ミリ波において、すばる望遠鏡を上回る解像度 (0.1-0.01秒角) を実現
- ◆ 原始惑星系円盤の究極の観測が可能になる
 - ★ すばるは「形態」と「組成」、アルマはさらに「運動」も
 - ★ 木星はもちろん地球に似た惑星が生まれる様をつぶさに解明できる！

地球そのものを直接見る
のではないことにご注意



まとめ

- 天体からの光の偏光の性質を利用して磁場の情報を得ることができる
- 星および惑星形成領域の偏光観測
 - 磁場構造 ⇒ おもにサブミリ波・近赤外で
 - 星周構造 ⇒ おもに近赤外・ミリ波で
- 赤外線カメラを利用した偏光観測、星の形成現場の磁場構造が解明されつつある
- サブミリ波の偏光観測により、若い星の星周構造の磁場を調べることができる
 - 1997年ころのサブミリ波カメラの登場により進展した
 - 2012年以降、アルマで飛躍的に進むだろう