

Interstellare Materie und Sternentstehung

18. Januar, 2007

Laura Baudis, lbaudis@physik.rwth-aachen.de
Physikalisches Institut Ib, RWTH Aachen

Inhalt

- Bestandteile des interstellaren Mediums
- Kosmischer Staub, Extinktion; Dunkel - und Molekülwolken
- Interstellares Gas
- Die 21 cm-Linie des neutralen Wasserstoffs
- HII-Regionen
- Heißes Gas
- Jeans-Kriterium und Sternentstehung

- Literatur:
- Carroll, Ostlie, Kapitel 12; Weigert, Wendker, Wisotzki, Kapitel 10; Unsöld, Baschek, Kapitel 10

Das Interstellare Medium: globale Eigenschaften

- der Raum zwischen den Sternen ist nicht leer
- etwa 15% der sichtbaren Masse einer Galaxie befindet sich im interstellaren Medium (ISM)

- **Hauptbestandteile:**

Gas in unterschiedlicher Form (~ 99% der Masse)

Staub (~ 1% der Masse)

- **Auch relevant:**

kosmische Strahlung

galaktisches Magnetfeld

- **Mittlere Dichte:**

~ 1 cm⁻³ Gas

~ 1 km⁻³ Staub



Das Interstellare Medium: Bestandteile

constituents of ISM in Milky Way	where	temperature density ...	how observed
atomic hydrogen HI	in disk, some in halo $\approx 90\%$ of mass, 50% of vol.	50...300K $1...100\text{cm}^{-3}$	21cm radio line UV absorption lines
molecular hydrogen H ₂	dark clouds in disk $\approx 10\%$ of mass, 1% of vol.	3...100K $10^2...10^6\text{cm}^{-3}$	UV absorption lines IR emission lines
other molecules CO, HCN, H ₂ O ...	dark clouds in disk	3...100K $10^2...10^6\text{cm}^{-3}$	radio and IR emission
ionized hydrogen HII	near hot stars, emission nebulae	5000...10000K $10^2...10^4\text{cm}^{-3}$	optical and IR emission lines, radio continuum
hot gas	everywhere	$10^6...10^7\text{K}$ 0.01cm^{-3}	X-ray emission
dust grains	mostly in disk $\approx 1\%$ of mass	20...100K size $\approx 2000\text{\AA}$	reddening/absorption of starlight, IR emission
magnetic fields	everywhere	μGauss	polarization of stars, Zeeman effect, synchrotron radiation
cosmic rays	everywhere	energies up to 10^{20}eV	air showers

The total mass of the ISM in the Milky Way amounts to $\approx 15\%$ of the mass in stars, which is a typical value for spiral galaxies in general.

Bender & Burkert

Interstellarer Staub

- Einzige mit bloßem Auge wahrnehmbare Komponente des ISM
- Obwohl nur 1% in Masse, hat einen stark sichtbaren Einfluss auf das Sternlicht
 - ⇒ Extinktion: Abschwächung des Sternlichts durch Streuung und Absorption
 - ⇒ Aufheizung des Staubs auf $\sim 10 - 100$ K, Re-Emission im Infraroten
- Verteilung: \sim wie das Wasserstoff, Ballung in Dunkelwolken
- **Zusammensetzung:** hauptsächlich Graphit (C) und Silikate (Si +O) (Beobachtung von dunklen Absorptionsbanden bei $9.7 \mu\text{m}$ und bei $18 \mu\text{m}$ im nahen IR)
- **Entstehung:** in Hüllen von Riesensternen



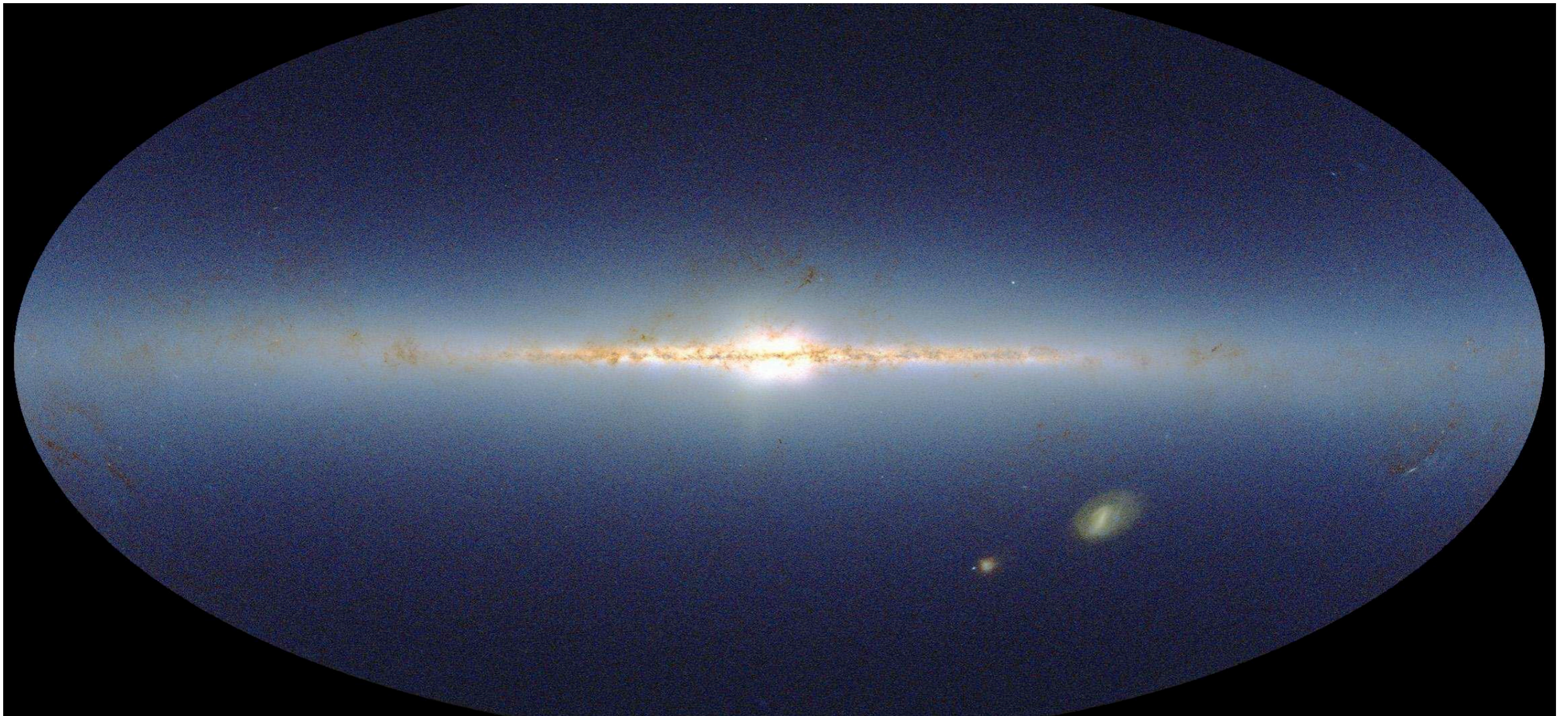
Die Milchstraße im optischen Spektralbereich

- Sternlicht, starke Absorption durch Dunkelwolken \Rightarrow interstellarer Staub



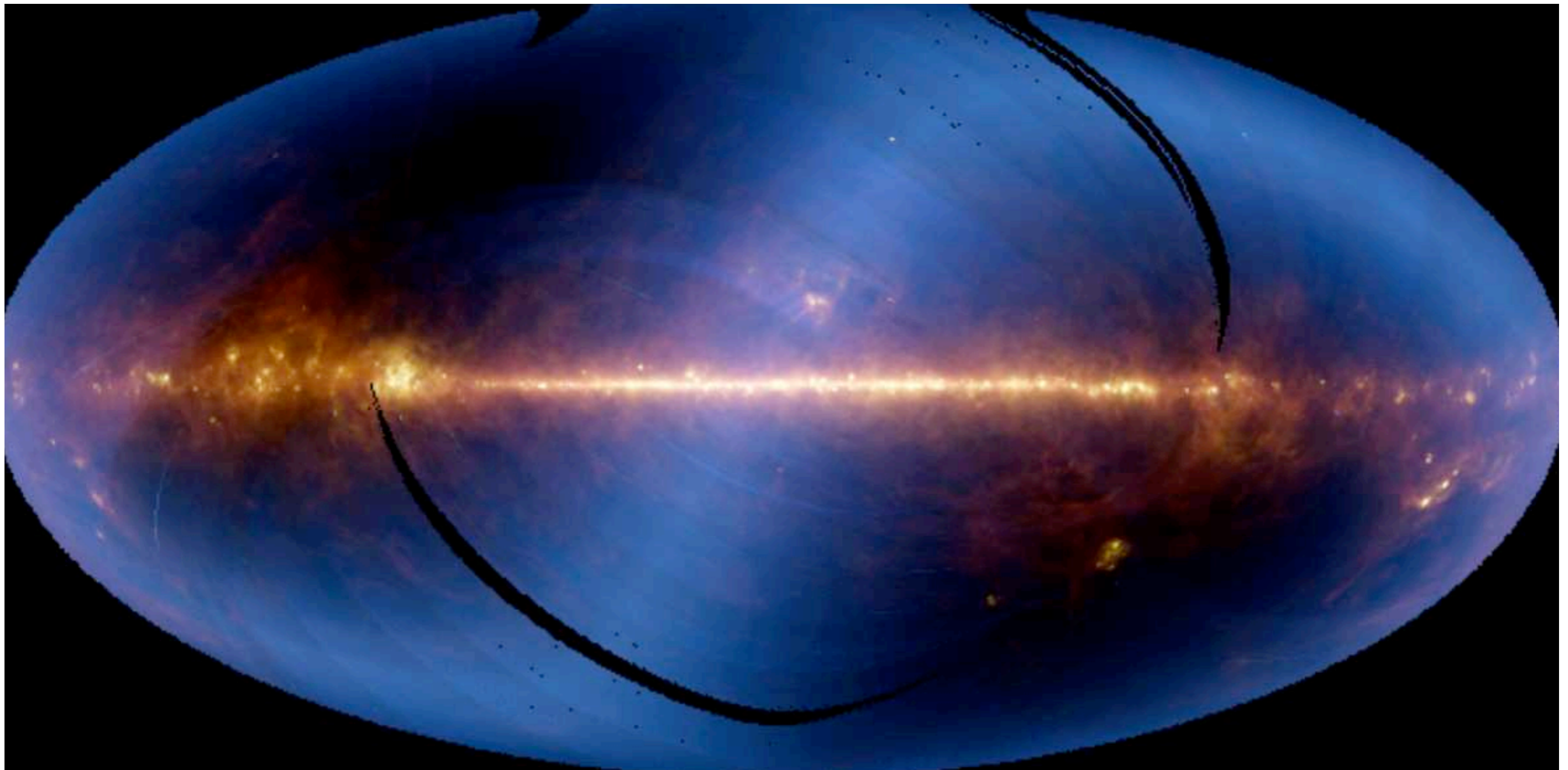
Die Milchstraße im nahen Infrarot

- Sternlicht, jedoch kaum noch Dunkelwolken \Rightarrow Extinktion ist wellenlängenabhängig



Die Milchstraße im fernen Infrarot

- thermische Re-Emission des aufgeheizten Staubs



Interstellarer Staub und Extinktion

- **Nahe der Milchstraßenebene:** starke Abnahme der scheinbaren Sterndichte, sehr richtungsabhängig
- Extremfall: Dunkelwolken, keine Sterne im Zentralbereich zu sehen
- Der **Entfernungsmodul** wird modifiziert zu:

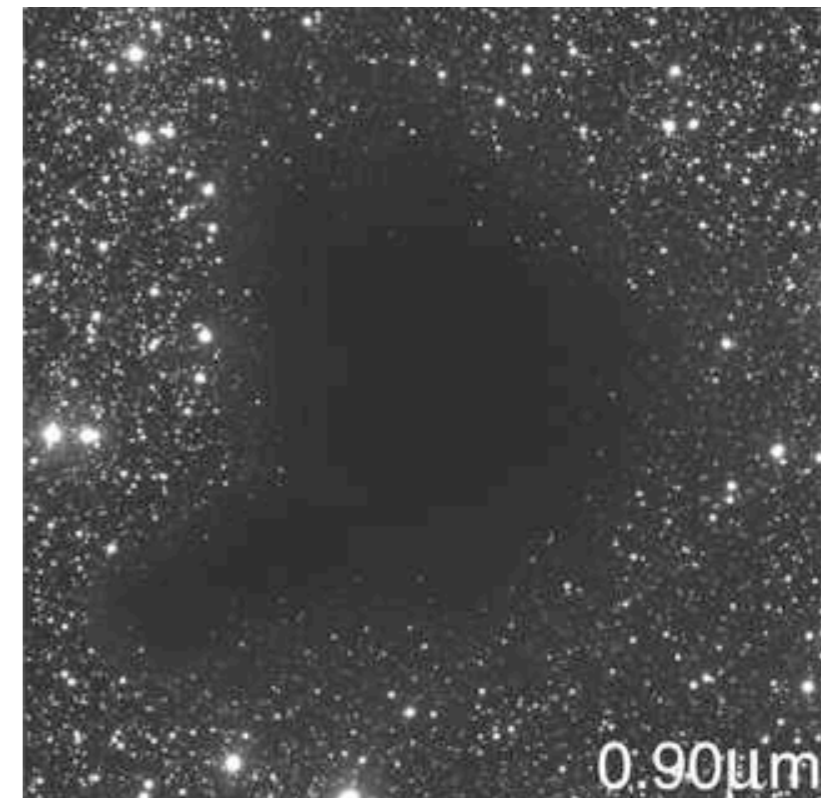
$$m - M = 5 \log \frac{r}{10 \text{ pc}} + a_\lambda$$

- wobei die Änderung (in mag) \approx durch die **optische Tiefe** entlang
- der Sichtlinie gegeben ist:

$$\frac{I_\lambda}{I_{\lambda,0}} = e^{-\tau_\lambda}$$

$$m_\lambda - m_{\lambda,0} = -2.5 \log_{10}(e^{-\tau_\lambda}) = (2.5 \log e) \cdot \tau_\lambda = 1.086 \tau_\lambda$$

$$\Rightarrow a_\lambda = 1.086 \tau_\lambda$$



Dunkelwolke B68, $d \approx 500 \text{ ly}$
(nach Edward E. Barnard, 1857-1923,
welcher eine Liste von Dunkelwolken
aufgestellt hat)

Interstellarer Staub und Extinktion

- Die **optische Tiefe durch eine Wolke** ist gegeben durch (falls $\sigma_\lambda = \text{konst.}$ entlang der Sichtlinie):

$$\tau_\lambda = \int_s n(s) \sigma_\lambda ds = \sigma_\lambda \int_s n(s) ds = \sigma_\lambda N_d$$

- wobei:

$n(s)$ = Anzahldichte der Streuteilchen

σ_λ = Streuquerschnitt

N_d = Säulendichte entlang der Sichtlinie s = Anzahl der Streu-Staubteilchen in einem dünnen Zylinder mit einem Querschnitt von 1 cm^2 , der sich vom Beobachter bis zum Stern hin ausdehnt

→ wie erwartet: die Extinktion hängt von der Menge des Staubes, durch das das Licht hindurch muss, ab

- Annahme (nach G. von Mie, 1908): die Staubteilchen sind sphärisch, mit Radius a

⇒ der **geometrische WQ** ist $\sigma_g = \pi a^2$, und wir definieren einen dimensionslosen **Extinktionskoeffizienten** Q_λ (der von der Zusammensetzung des Staubteilchens abhängt):

$$Q_\lambda = \frac{\sigma_\lambda}{\sigma_g}$$

Interstellarer Staub und Extinktion

⇒ der Querschnitt für Extinktion ist

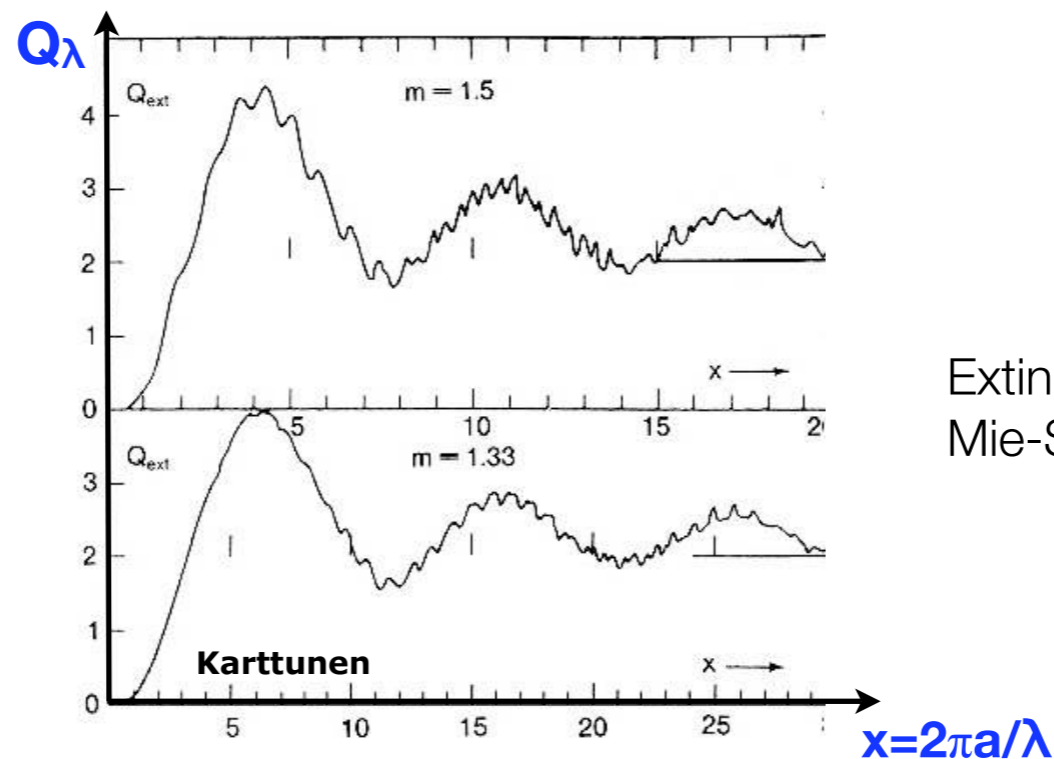
$$\sigma_{\lambda} = Q_{\lambda} \cdot \pi a^2 = (Q_{\lambda, \text{streu}} + Q_{\lambda, \text{abs}}) \cdot \pi a^2$$

- **Mie zeigte, dass:**

wenn die Wellenlänge des Lichts \approx Größe des Staubkorns $\Rightarrow Q_{\lambda} \sim a/\lambda$ ($\sigma_{\lambda} \propto \lambda^{-1}$)

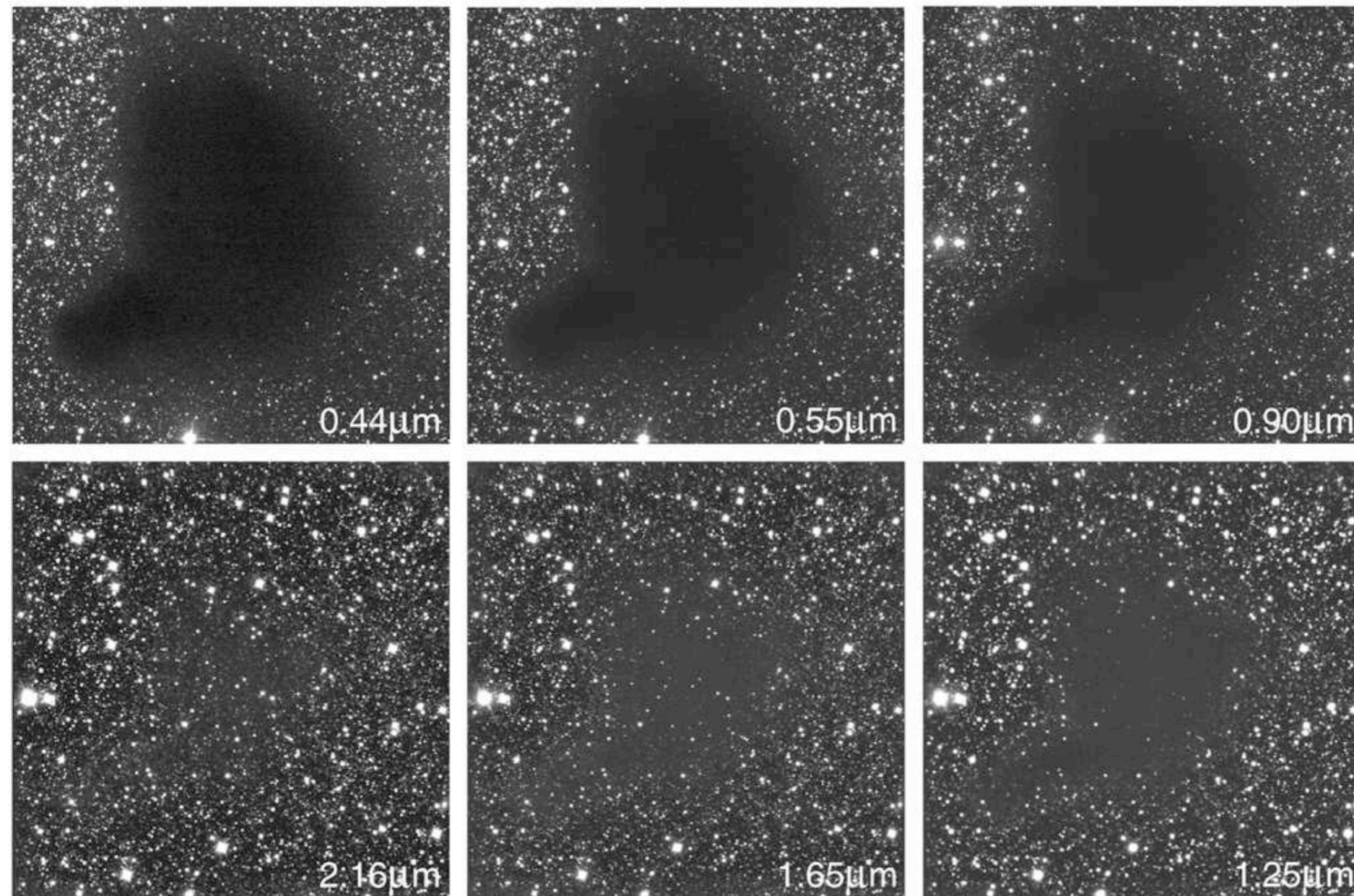
für $\lambda \gg a \Rightarrow Q_{\lambda} \rightarrow 0$ (Wellen passieren ein kleineres Objekt unbeeinflusst)

für $\lambda \ll a \Rightarrow Q_{\lambda} \rightarrow \text{konst.}$ (geometrisch erwartet $Q_{\lambda} \rightarrow 1$, jedoch Beugung am Rand des Staubteilchens)



Extinktionskoeffizient für
Mie-Streuung für 2 Brechungsindizes

Wellenlängenabhängigkeit der Extinktion



Die Dunkelwolke B68 bei verschiedenen Wellenlängen

Rötung

- **Die Extinktion ist wellenlängenabhängig.** Da das rote Licht nicht so stark wie das blaue Licht gestreut wird, wird das Sternenlicht, das durch eine interstellare Wolke hindurchgeht nicht nur geschwächt, sondern auch gerötet
- Näherungsweise gilt: $a_\lambda \sim \lambda^{-1}$ (bis auf "UV bump" im ultravioletten Teil des Spektrums)
- Konvention: die Stärke der Extinktion wird

auf $\lambda = 550$ nm (V-Band) bezogen

⇒ a_V ist Maß für die Staubmenge in Sichtlinie

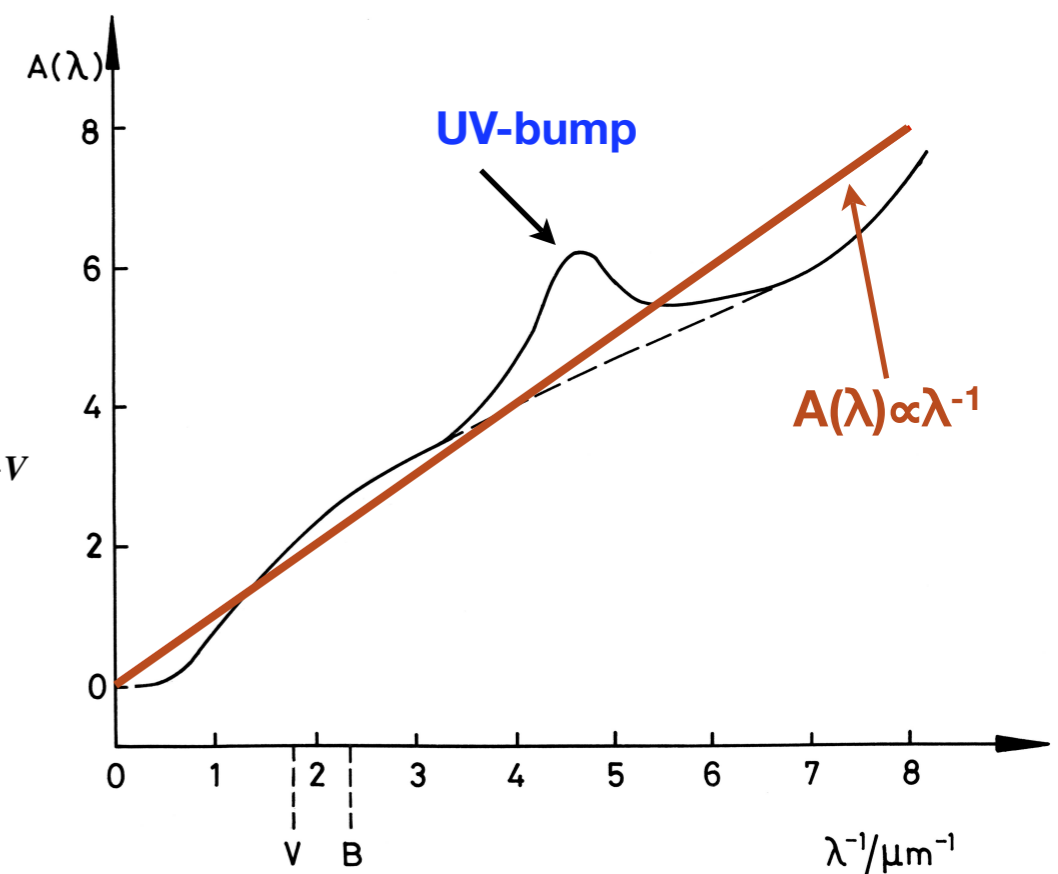
- Der beobachtete **Farbindex** ist:

$$B - V = M_B - M_V + a_B - a_V \quad \text{oder} \quad B - V = (B - V)_0 + E_{B-V}$$

- mit:

$$(B - V)_0 = M_B - M_V \quad \text{Eigenfarbe des Sterns, und:}$$

$$E_{B-V} = (B - V) - (B - V)_0 \quad \text{Farbexzess des Sterns}$$



Weigert, Wendker, Wisotzki

Rötung

- das Verhältnis zwischen visueller Extinktion a_V und Farbexzess E_{B-V} ist empirisch meist konstant:

$$R = \frac{a_V}{E_{B-V}} \approx 3.2 \pm 0.2$$

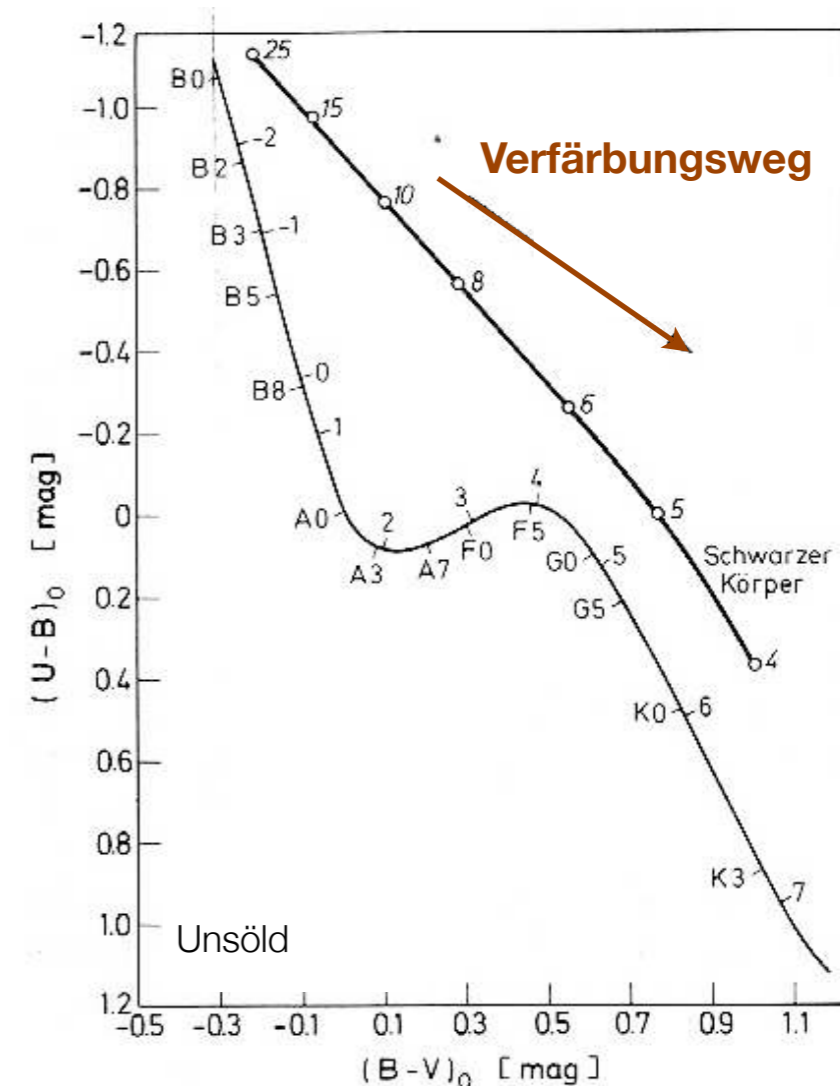
- Wichtige Technik: Farbexzesse (zB E_{B-V} und E_{U-B}) sind einander proportional ($a_\lambda \sim \lambda^{-1}$)
 \Rightarrow Verfärbung im Zweifarben-Diagramm folgt geradem, wohldefiniertem **Verfärbungsweg**

$$\frac{E_{U-B}}{E_{B-V}} \approx 0.72$$

\Rightarrow Hauptreihenstern mit bekanntem B-V und U-B:

\Rightarrow **Verschiebung entlang Verfärbungsweg auf Hauptreihe**

ergibt Eigenfarben und Farbexzesse, über E_{B-V} auch die Extinktion a_V



Extinktion

- **Durchschnittliche Extinktion:**

→ in der Milchstraßenebene außerhalb der Dunkelwolken

$$\frac{a_V}{s} \approx 1 \text{ mag kpc}^{-1} \quad \mathbf{s = \text{Länge der Sichtlinie}}$$

→ senkrecht zur Milchstraßenebene

$$a_V \approx 0.2 \text{ mag für } s \rightarrow \infty$$

- **$a_V = 1 \text{ mag}$ entspricht einer Abschwächung um den Faktor $10^{0.4} \approx e$, dh es gilt ungefähr:**

$$S(550nm) = S_0(550nm) \cdot e^{-\tau(550nm)} \text{ mit } \tau(550nm) \approx a_V$$

(Strahlungstransportgleichung für reine Absorption)

- **Was ist die benötigte Staubmenge für $a_V = 1 \text{ mag}$?**

⇒ durchschnittliche Dichte:

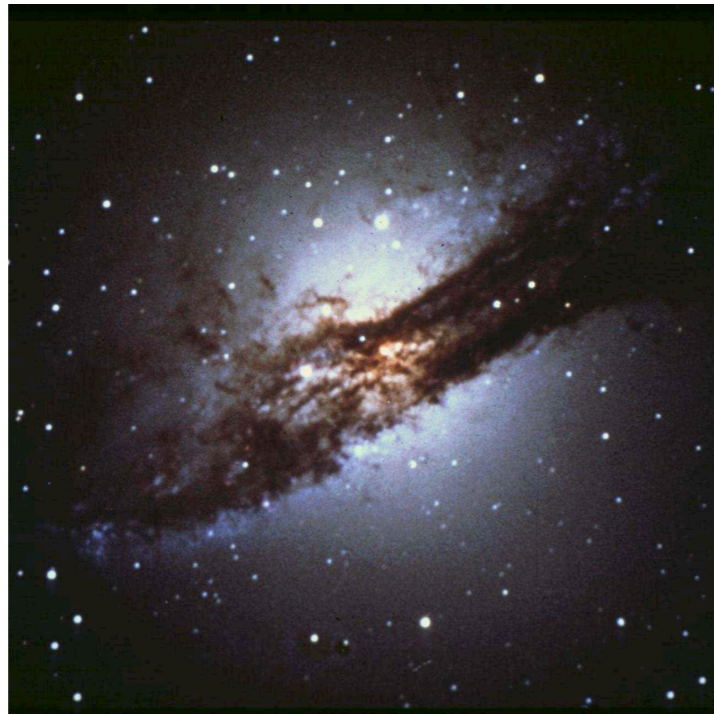
$$\bar{\rho}_{\text{Staub}} \approx 10^{-23} \text{ kg m}^{-3}$$

(in Dunkelwolken um viele Größenordnungen höher)

Thermische Emission des interstellaren Staubs

- Absorbierte Strahlung heizt Staubkörner auf
- Energie wird im IR wieder abgestrahlt => Dunkelwolken sind hell im IR-Bereich!

**Galaxie
Centaurus A**

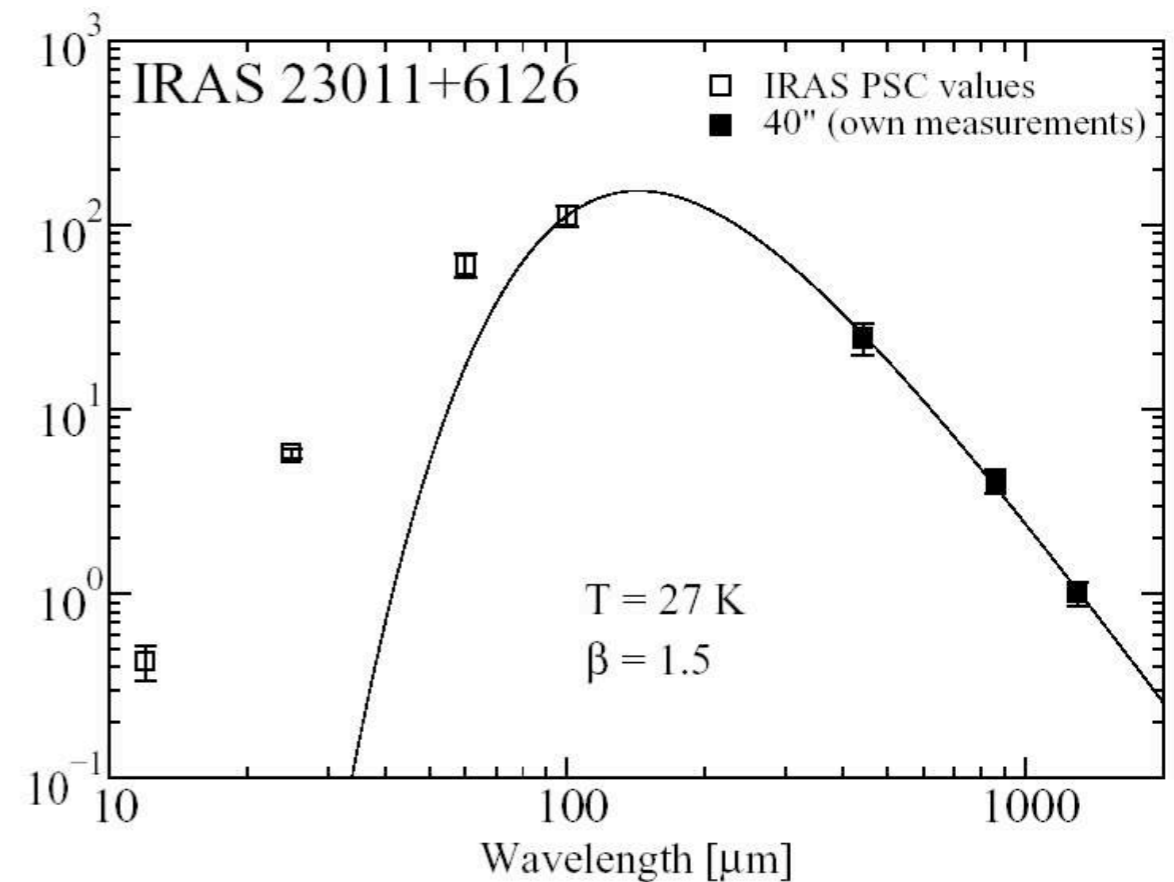


Centaurus A im IR

- Energiezufuhr (“Heizung”) = Abgabe durch Strahlung (“Kühlung”)
⇒ Staub ist in etwa thermischem Gleichgewicht

Thermische Emission des interstellaren Staubs

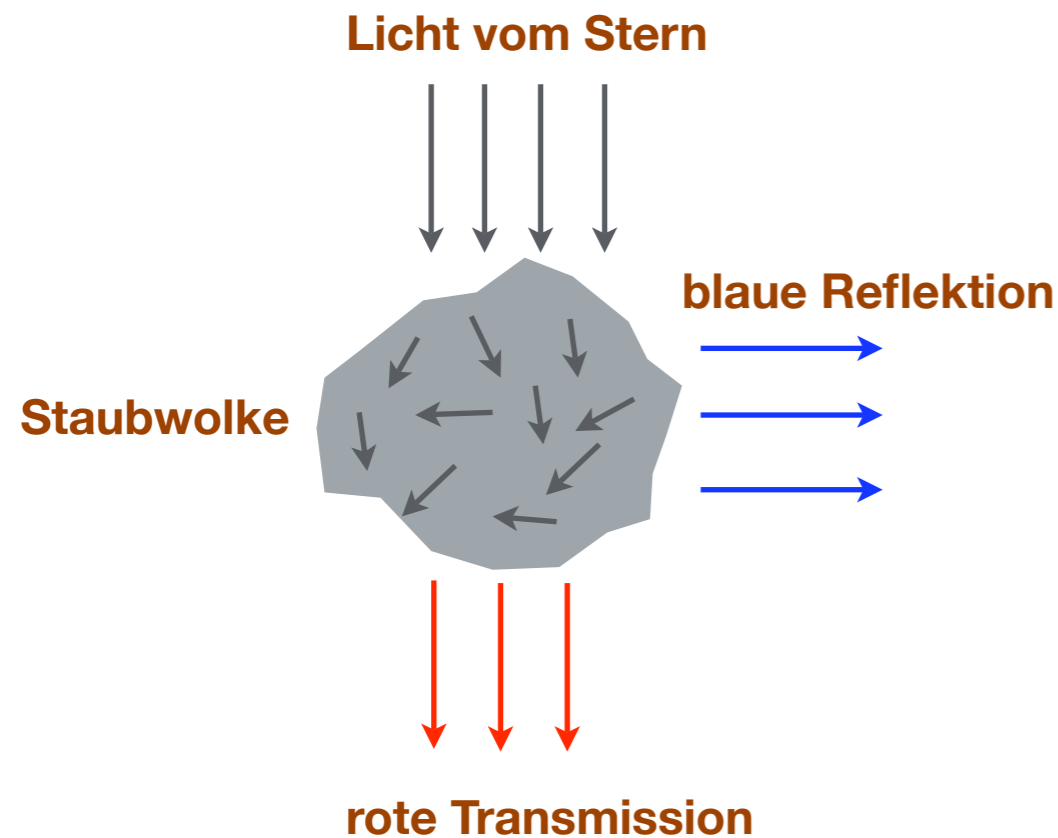
- In guter Näherung: Staub von Temperatur T strahlt gemäß Planck-Kurve (“Schwarzer Körper”)
- Typische Temperaturen in Dunkelwolken: **10 K - 20 K**
 - => nach Wienschem Verschiebungsgesetz: $\lambda_{\max} = 150 \mu\text{m} - 300 \mu\text{m}$
- In der Nähe eines heißen Sterns: **100 K - 600 K** => $\lambda_{\max} = 5 \mu\text{m} - 30 \mu\text{m}$
- In HII-Regionen: **100 K**
- Die IR-Strahlung ist dank geringer Extinktion gut beobachtbar, auch wenn sie tief aus Staubwolken kommt
- Die thermische Emission des Staubs wird/wurde von Satelliten gemessen (IRAS, ISO, Spitzer)



IRAS Aufnahme

Reflektionsnebel

- **Konsequenz der Rötung von Licht:** die blauen Anteile werden bevorzugt aus der Staubwolke in beliebige Richtungen herausgestreut => die Staubwolke erscheint blau wenn man nicht in Richtung des Sterns blickt



NGC 1333



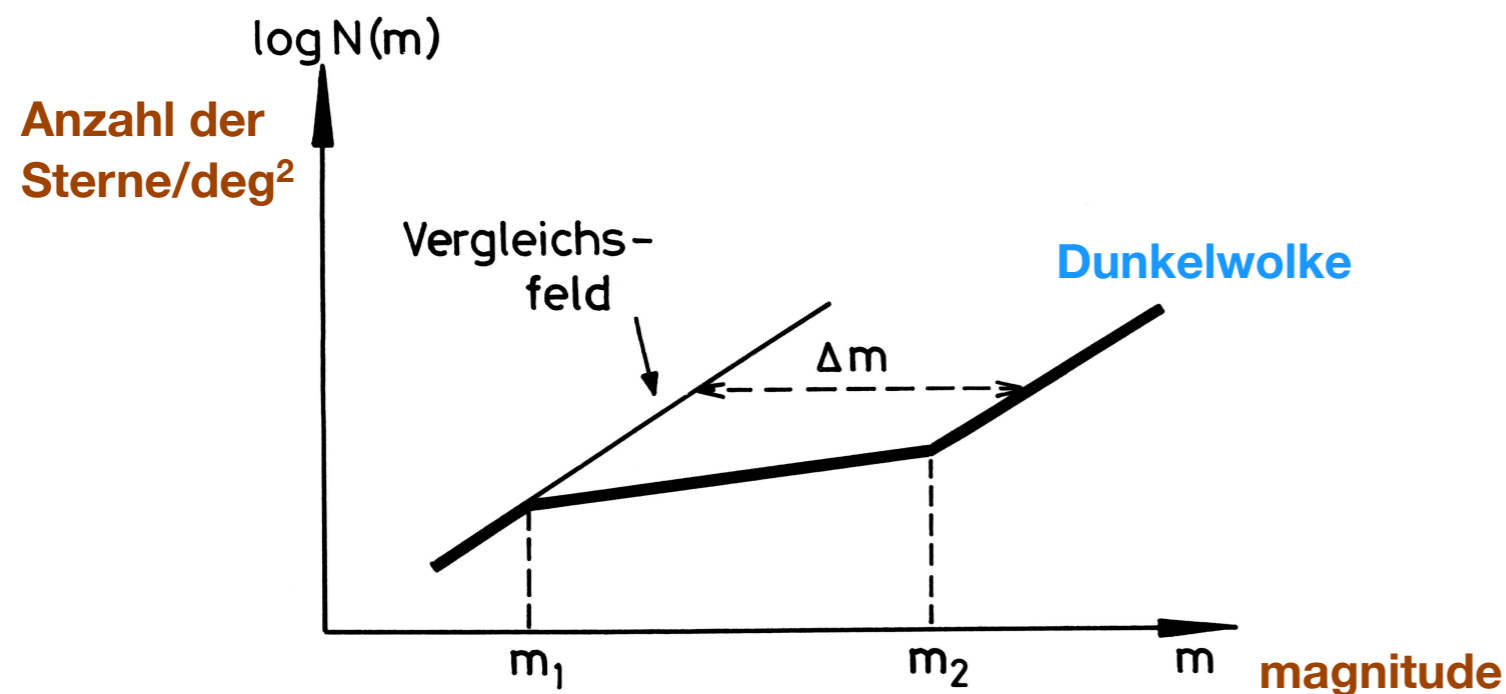
- ~ 500 Reflektionsnebel bekannt
- Hubble: 1922 -> Reflektionsnebel sind größer, wenn der Stern, der ihn anleuchtet, größer ist

Dunkelwolken

- **Wolken besonders großer Extinktion** => konzentrierte, dichte Staubwolken (Hauptbestandteil jedoch molekulares Gas!)
- **Messung der Extinktion: Wolf-Diagramm**

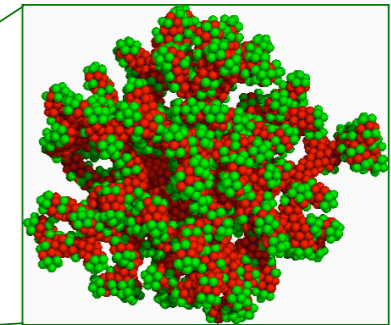
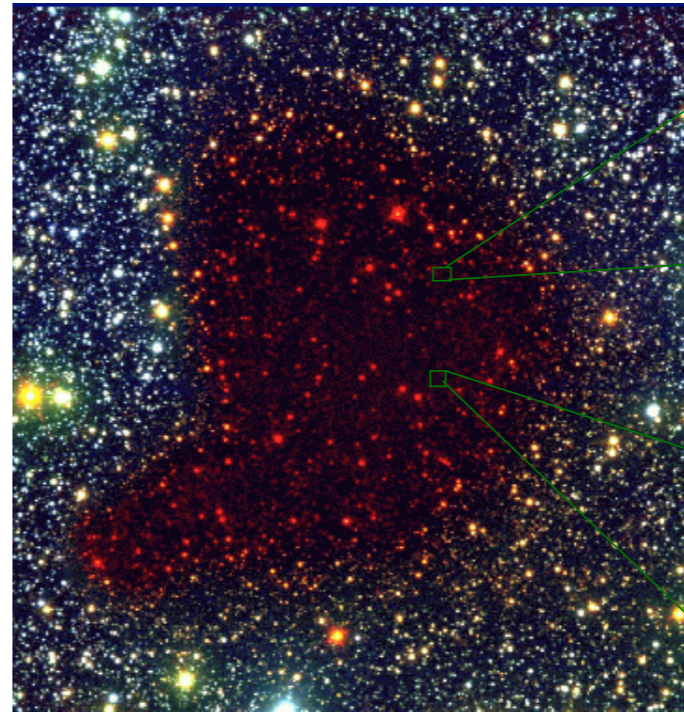
Sternzählungen pro Helligkeitsintervall im Bereich der Wolke und in einem Vergleichsfeld -> jenseits einer Grenzhelligkeit fällt Sternzahl in der Wolke unter die im Kontrollfeld (lichtschwächere Sterne liegen hinter dem Nebel)

=> ihre Helligkeit wird um einen ablesbaren Betrag Δm reduziert

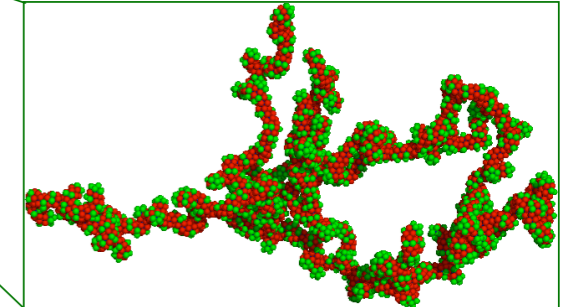


Interstellarer Staub: Zusammensetzung

- Information aus Spektroskopie
- Kleine Partikeln aus Graphit und Silikat
- Graphitkörner wechselwirken stark mit Licht mit $\lambda \sim 217 \text{ nm}$
=> “Absorption-bump” im UB-Bereich
- Banden im IR bei $9.7 \mu\text{m}$ und $18 \mu\text{m}$:
=> Silikate
- IR-Emissionsbanden bei $3.3 \mu\text{m}$, $7.7 \mu\text{m}$, $11.2 \mu\text{m}$
=> polyzyklische aromatische Kohlenwasserstoffe (PAHs) und ‘buckyballs’ (Strukturen zwischen Molekül und Staubpartikel)
- Das Streulicht von Staubpartikeln ist polarisiert => Staubpartikel sind nicht spärlich

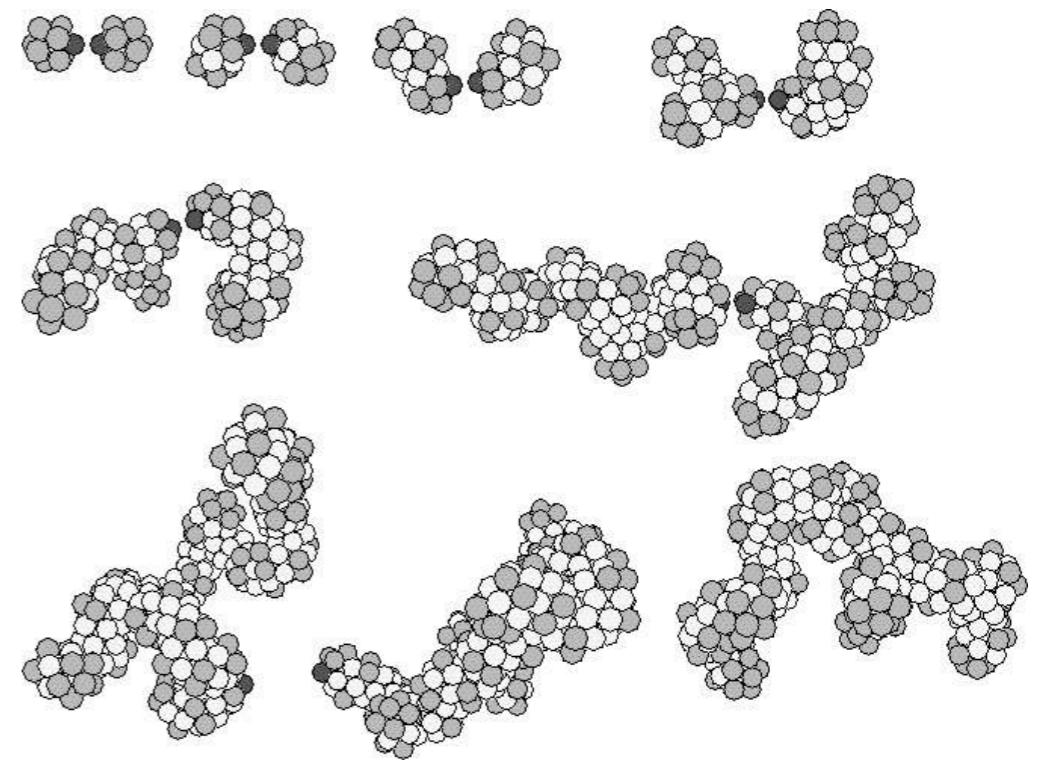


C, Si, O



Ursprung des Staubes und Staubbildung

- Wie kommen die Elemente von der Gas- in die Staubphase?
- **Beobachtung:** staubreichste astronomische Objekte sind Riesensterne in Spätphase der Entwicklung (AGB-Sterne). Diese sind nur im FIR- und Radio-Bereich detektierbar ($a_V \approx 50 - 100 \text{ mag}$)
- **Entstehung:** wahrscheinlich durch langsame Agglomeration in kühlen Hüllen von AGB-Sternen
- **Bedingung für Existenz von Staubpartikel:** T darf nicht größer als die Sublimationstemperatur sein, sonst verdampfen die Staubteilchen
=> kein Staub in der Nähe heißer Sterne und harter Strahlungsquellen
- Typische Maximaltemperaturen: ~ 1000 K (Silikate)
.... ~ 2000 K (Graphit)



Interstellares Gas

- 99% der Masse des ISM, Dichte: $n \sim 1 \text{ Atom cm}^{-3}$ ($\rho \sim 10^{-21} \text{ kg m}^{-3}$)
- **Temperatur:** $10 \text{ K} < T < 10^7 \text{ K}$ (abhängig von Balance zwischen Heiz- und Kühlprozesse)

- **Zustand:**

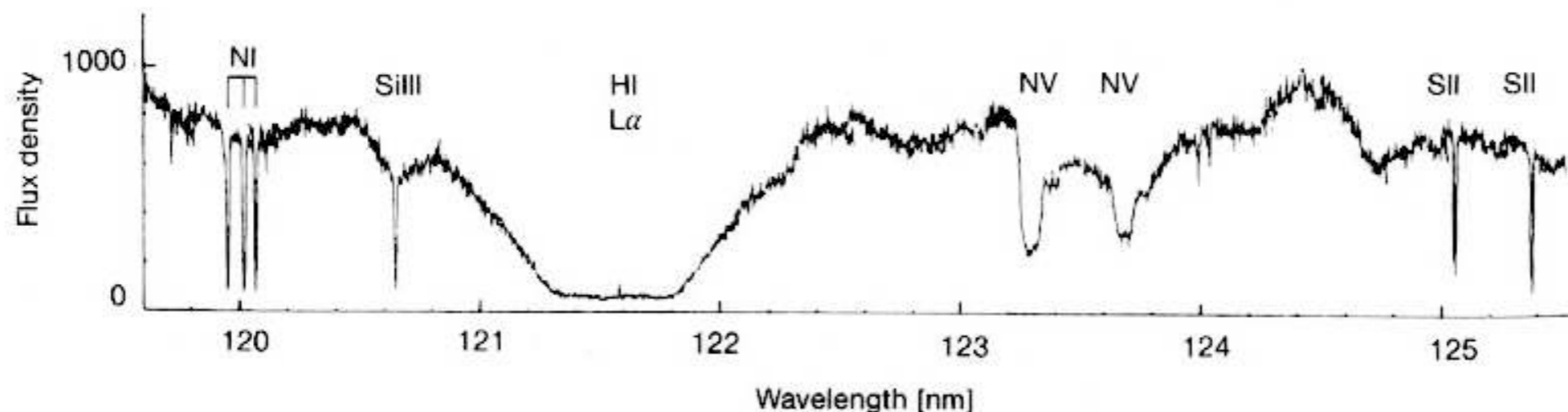
Molekular: $T < 10 \text{ K}$, $n > 10^4 \text{ Atome cm}^{-3}$

Atomar: $T \sim 100 - 1000 \text{ K}$, $n \sim 1 \text{ Atom cm}^{-3}$

Ionisiert: $T \sim 10^4 \text{ K}$, $n \sim 10^2 \text{ Atome cm}^{-3}$

Heiß: $T \sim 10^6 \text{ K}$, $n \sim 10^{-2} \text{ Atome cm}^{-3}$

- **Beobachtung:** Absorptionslinien im optischen oder UV (zB Linien, die in Doppelsternen nicht dopplerverschoben sind) -> Na, CaII, ..., stärkste Linie Ly alpha



Interstellares Gas

- Häufigkeit der schweren Elemente:

→ niedriger als im Sonnensystem

- Grund: schwere Elemente sind

in Staubpartikel gebunden

- wird dies berücksichtigt

⇒ typische Werte für die Häufigkeiten

⇒ häufigste Elemente: H und He

A	Name	Symbol	ISM	Solar	ISM/Solar
1	Hydrogen	H	1 000 000	1 000 000	1.00
2	Helium	He	85 000	85 000	1
3	Lithium	Li	0.000051	0.0015 ^a	0.034
4	Beryllium	Be	<0.000070	0.000012	<5.8
5	Boron	B	0.000074	0.0046 ^a	0.016
6	Carbon	C	74	370	0.20
7	Nitrogen	N	21	110	0.19
8	Oxygen	O	172	660	0.26
9	Fluorine	F	–	0.040	–
10	Neon	Ne	–	83	–
11	Sodium	Na	0.22	1.7	0.13
12	Magnesium	Mg	1.05	35	0.030
13	Aluminium	Al	0.0013	2.5	0.00052
14	Silicon	Si	0.81	35	0.023
15	Phosphorus	P	0.021	0.27	0.079
16	Sulfur	S	8.2	16	0.51
17	Chlorine	Cl	0.099	0.45	0.22
18	Argon	Ar	0.86	4.5	0.19
19	Potassium	K	0.010	0.11	0.094
20	Calcium	Ca	0.00046	2.1	0.00022
21	Scandium	Sc	–	0.0017	–
22	Titanium	Ti	0.00018	0.055	0.0032
23	Vanadium	V	<0.0032	0.013	<0.25
24	Chromium	Cr	<0.002	0.50	<0.004
25	Manganese	Mn	0.014	0.26	0.055
26	Iron	Fe	0.28	25	0.011
27	Cobalt	Co	<0.19	0.032	<5.8
28	Nickel	Ni	0.0065	1.3	0.0050
29	Copper	Cu	0.00064	0.028	0.023
30	Zinc	Zn	0.014	0.026	0.53

Physikalische Beschreibung des interstellaren Gases

- Dichte: angegeben als Teilchenzahl

$$n = \frac{\rho}{\bar{\mu} m_H}$$

- Druck (ideales Gas, zB $n = 1 \text{ cm}^{-3}$, $T = 10^4 \text{ K}$: $P \approx 10^{-13} \text{ N m}^{-2}$)

$$P = n \cdot k_B \cdot T$$

- Schallgeschwindigkeit

$$c_s \equiv \sqrt{\frac{dP}{d\rho}} \approx \sqrt{\frac{n \cdot k_B \cdot T}{\bar{\mu} \cdot m_H \cdot n}} \approx 1 \text{ km s}^{-1} \cdot \sqrt{\frac{1}{\bar{\mu}} \cdot \frac{T}{100 \text{ K}}}$$

=> Materiebewegungen mit $v \gtrsim 10 \text{ km s}^{-1}$: meist Überschallgeschwindigkeit im ISM!

Temperatur des ISM

- “Temperatur” im thermodynamischen Gleichgewicht -> eine Größe zur Beschreibung diverser statistischer Verteilungsfunktionen

Teilchengeschwindigkeiten: Maxwell-Boltzmann-Verteilung

Anregung atomarer Niveaus: Boltzmann-Verteilung

Ionisation: Saha-Gleichung

Strahlungsfeld: Planck-Formel

- ständiger Energieaustausch zwischen allen Komponenten erforderlich -> inelastische Stöße

=> nur bei hohen Dichten; in ISM Stöße so selten, dass auf jede Stoßanregung eines Atoms quasi sofort die Emission eines Photons folgt

=> Boltzmann-Formel für die Besetzungszahlen gilt nicht, fast alle Atome im Grundzustand

=> Atome werden ionisiert, wenn sie ein Photon mit $h\nu > \text{Ionisationspotential}$ absorbieren

=> die Verteilung über Ionisationsstufen hängt vom Strahlungsfeld ab, nicht von den Stoßraten (Stoßionisation nur bei sehr hohen kinetischen Temperaturen, $\geq 10^5\text{K}$, oder bei sehr hohen Dichten relevant)

- Das interstellare Gas ist nicht im thermodynamischen Gleichgewicht

Temperatur des ISM

- **Verschiedene Definitionen von “Temperatur”** denkbar
- **Kinetische Temperatur:** wenn Austausch von E_{kin} zwischen Gasteilchen \Rightarrow kinetisches Gleichgewicht

\Rightarrow Maxwell-Boltzmann Verteilung, mittlere E_{kin} pro Teilchen:

$$\langle E_{kin} \rangle = \frac{1}{2} m \langle v^2 \rangle = \frac{3}{2} k T_{kin}$$

\rightarrow Definition für T_{kin} , wird auch als “Gastemperatur” bezeichnet

- **Strahlungstemperatur:** definierbar über die Strahlungsdichte, oder das Strahlungsspektrum; i.A. sehr unterschiedlich von T_{kin}
- **Staubtemperatur:** Absorptions- und Emissionsprozesse für Staub anders als für Gas \rightarrow thermodynamisches Gleichgewicht erfüllt für einzelne Staubteilchen

Kräfte im ISM

- Welche Kräfte wirken auf die interstellare Materie?
 - **Gravitation:** ISM-Eigengravitation meist vernachlässigbar
Ausnahme: kompakte, dichte Dunkelwolken → Sternentstehung
 - **Thermischer Gasdruck** mit $P = n \cdot k_B \cdot T$
 - **Strahlungsdruck** (auf Atome/Staub): da Verdünnung $\propto (R/r)^2 \rightarrow$ relevant in der Nähe von Sternen
 - **Magnetfelder** (auf geladene Teilchen), meistens schwach
 - **Stoßdruck** aufgrund makroskopischer Bewegungen (zB Supernova-Explosionen, stellare Winde)
- ⇒ ISM oft nicht im Druckgleichgewicht!**
- Für Gasphase mit $T \approx \text{konst.}$: **vertikale Schichtung in Ebene der Milchstraße** durch Gleichgewicht von innerem Druck und Netto-Gravitation der galaktischen Scheibe. Resultierende **Dichteverteilung für isothermes Gas** ($T \approx T_{\text{kin}} = \text{konst.}$)

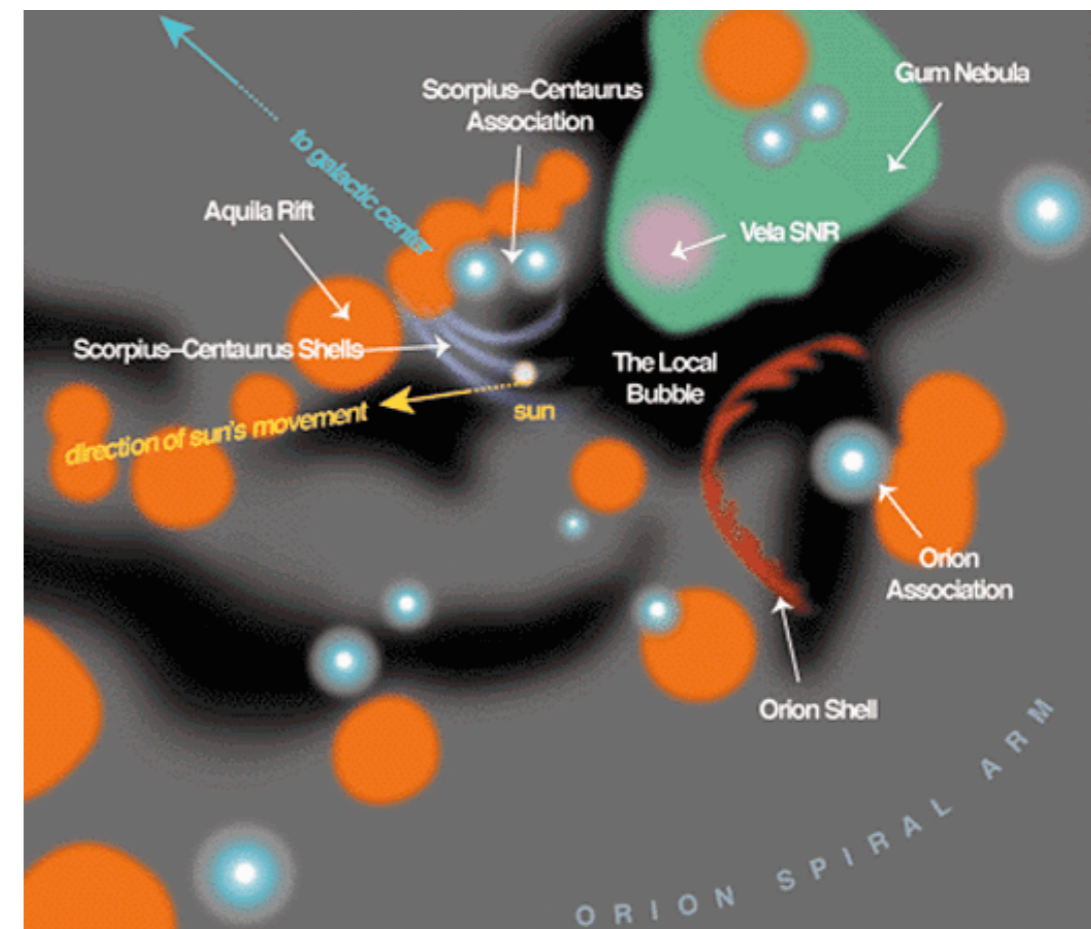
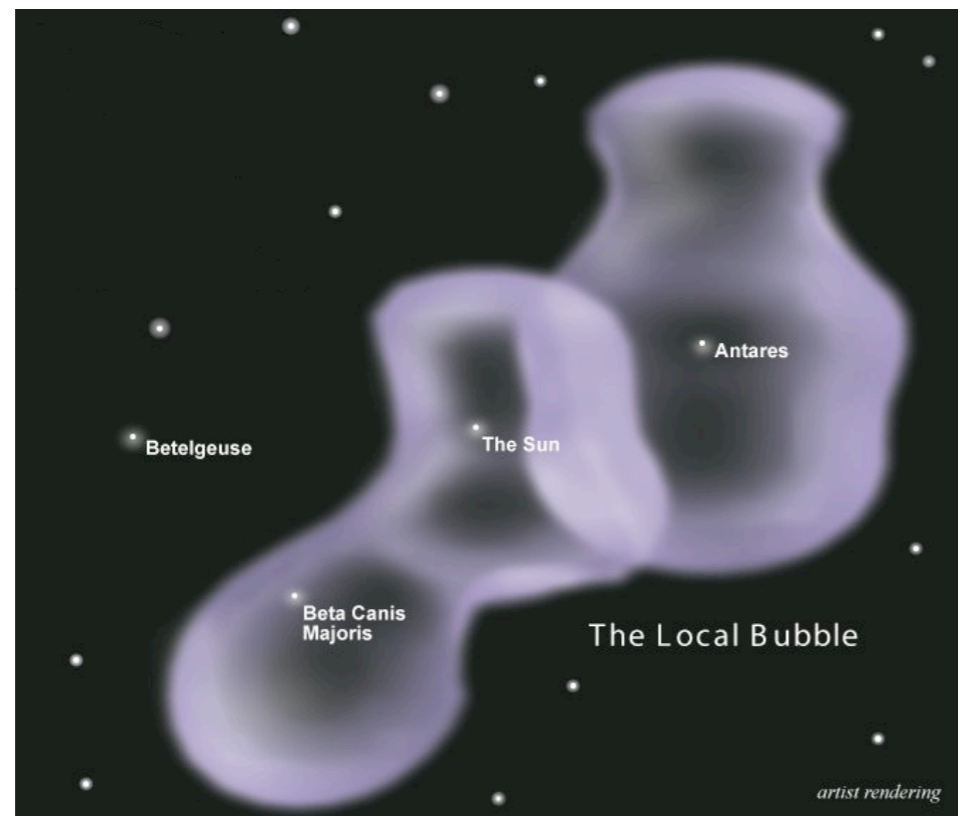
$$\rho = \rho_0 \cdot e^{-(z/H)^2} \quad \mathbf{H = Skalenhöhe, T-abhängig}$$

- $H \approx 30\text{-}80$ pc für kühles Gas; heißeres Gas hat erheblich höhere Skalenhöhe!

⇒ überprüfbar durch Beobachtungen der Milchstraße bei geeigneten Wellenlängen

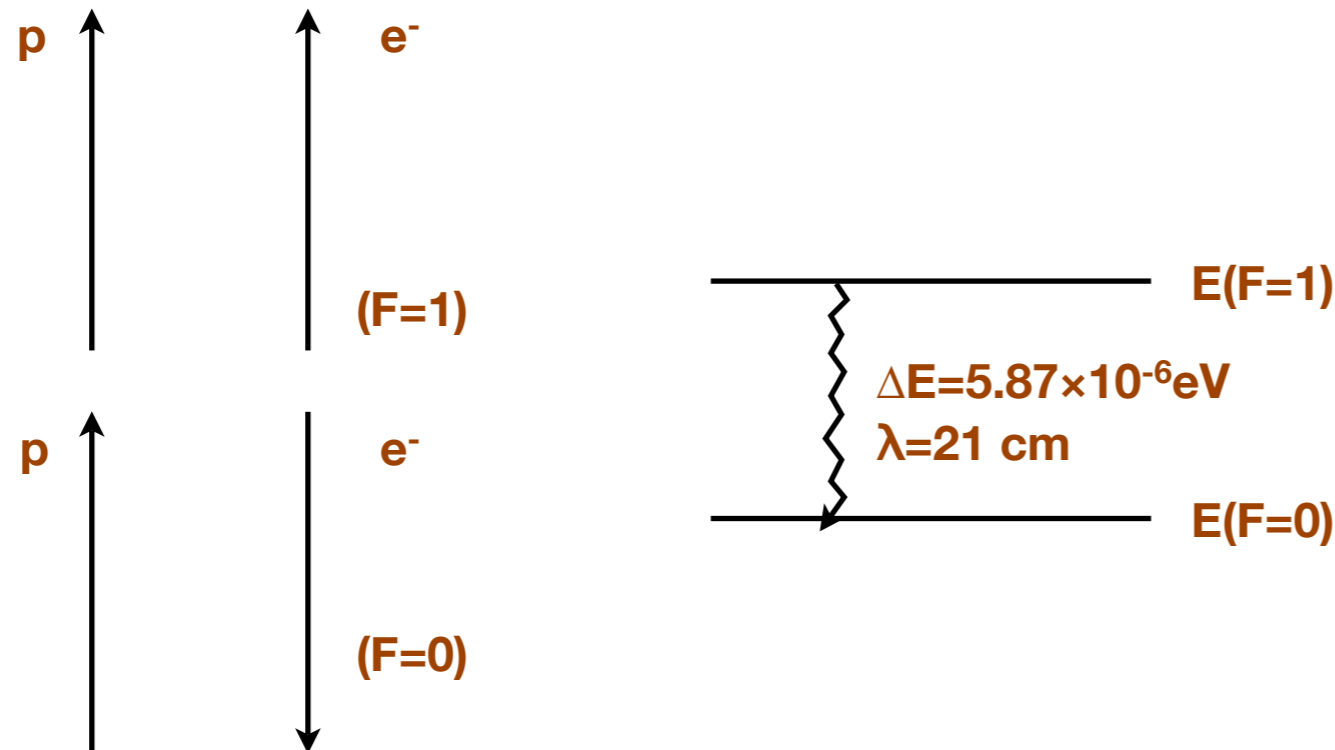
Diffuses neutrales Gas

- Starke Ly α UV-Absorption in Sternrichtungen \Rightarrow fast alle H-Atome im ISM sind im Grundzustand $n=1$. Balmer-Absorption ($n=2$, $T \sim 10^4\text{K}$) ist unsichtbar.
- Die abgeleitete mittlere Dichte in 1 kpc um die Sonne: ~ 0.7 Atome cm^{-3} ; in direkter Umgebung der Sonne (10-30 pc): nur 0.02-0.1 Atome cm^{-3} .
 \Rightarrow Sonne befindet sich im Moment in "Local Bubble" niedriger Dichte \rightarrow heiße Blase im ISM, von SN verursacht (allg. hat galaktisches ISM schaumige Struktur)



Atomarer Wasserstoff: HI

- Das neutrale Wasserstoff wird mit Hilfe der **21 cm-Linie** (Radio-Bereich, 1420.4 MHz) detektiert
- Die Linie wurde ~ 1944 vorhergesagt, und 1951 nachgewiesen; seitdem, wichtiges Werkzeug zur Kartierung des gesamten Himmels!
- Wie kommt sie zustande? **Hyperfeinstruktur Übergang von H⁰ im Grundzustand zwischen parallelen und antiparallelen Spinzuständen:**



Der Übergang ist nach QM
Auswahlregel "verboten" (magnet.
Dipolübergang);

die spontane Übergangsrate ist:

$$A = 2.9 \times 10^{-15} \text{ s}^{-1}$$

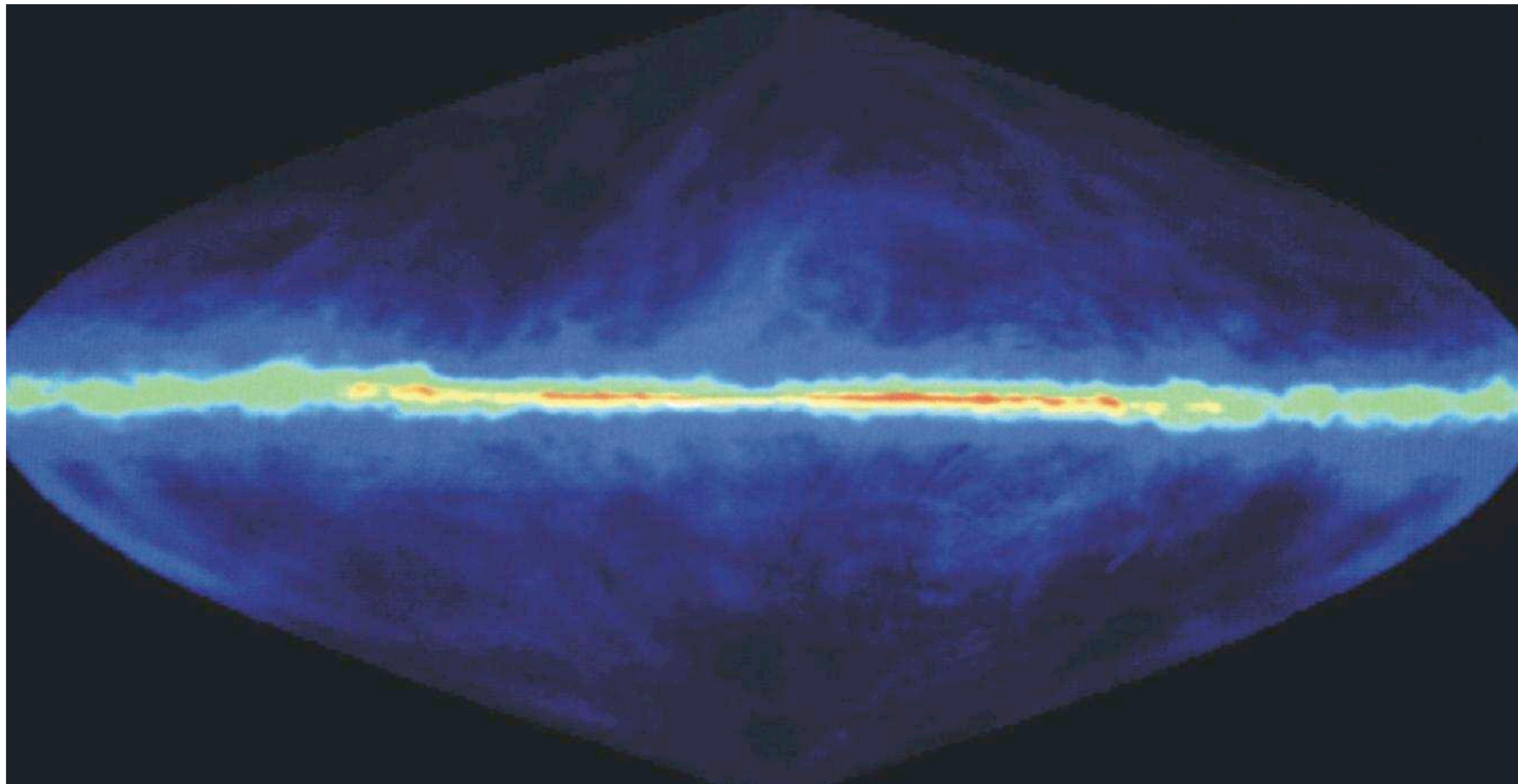
⇒ Lebensdauer:

$$\tau = A^{-1} = 1.1 \times 10^7 \text{ yr}$$

Anregung des F=1 Niveaus: nur durch Stöße; danach: Emission und Abregung nach $\sim 10^7$ Jahre

Die Milchstraße bei $\lambda=21$ cm

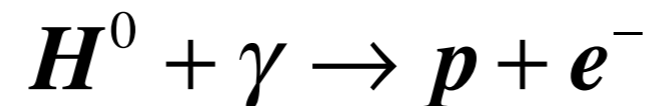
- **das HI ist stark auf die galaktische Ebene konzentriert:** überwiegend in Scheibe mit Dicke ~ 200 pc



- auch Anteil bei höheren galaktischen Breiten: einzelne Wolken werden beobachtet (Entfernung ist jedoch nicht einfach zu bestimmen)

Ionisiertes Gas

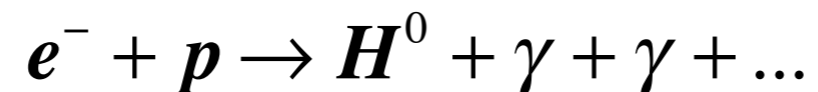
- Die Reaktion eines Photons mit $h\nu > 13.6 \text{ eV}$ mit neutralem H-Atom:



- In neutralem Gas: effiziente Absorption solcher Photonen
- Die mittlere freie Weglänge ist:

$$l_{13.6\text{eV}} \approx \frac{0.05 \text{ pc}}{n_{\text{H}^0} / 1\text{cm}^{-3}}$$

- Nachfolgend: Rekombination



- meist kaskadenartig über $n > 1$ -Zustände (Balmer-Serie,...)

HII-Regionen

- Optisch spektakulärer Teil des ISM: Gebiete ionisierten Wasserstoffs in der Nähe junger, massereicher Sterne (HII-Regionen: Gebiete aktiver Sternentstehung!)
- **Notwendig: anregende Sterne, die stark im UV strahlen ($\lambda < 91$ nm), Spektraltyp O oder frühes B**
- Für Einzelstern N_{OB} = **Anzahl der Photonen/s mit $h\nu > 13.6$ eV**

Spektraltyp	T_{eff} [K]	$\log(N_{OB})$ [γ/s]
O6	40 000	49.23
O7	35 000	48.84
B0	30 000	47.67

- HII-Regionen: dominiert von Emissionslinien
- Rot: durch $H\alpha$ - (Balmer-Linie, Übergang $n=3$ nach $n=2$)
- Auch Linien anderer Atome: OII, OIII, NII
- HII-Regionen auch hell im IR: thermische Staubstrahlung



HII-Region M8

Strömgren-Sphären

- Die Größe einer HII-Region kann aus der Gleichgewichtsbedingung abgeschätzt werden
 - Ionisationsrate = Rekombinationsrate (falls dies nicht gegeben ist, wächst die HII-Region!)
- Annahme: alle Photonen mit $\lambda < 91.2$ nm werden für die Ionisation verbraucht
 - ⇒ die Anzahl der Rekombinationen pro Einheitsvolumen und Sekunde:

$$n_{recomb} = \alpha \cdot n_e \cdot n_H$$

n_e Elektronendichte
 n_H Protonendichte

Rekombinationskoeffizient
(Wahrscheinlichkeit, dass e^- und p ein H-Atom bilden)

- Bei einer charakteristischen Temperatur ~ 8000 K: $\alpha = 3.1 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$
- Für neutrales Gas: $n_e = n_p$; man setzt die Rekombinationrate \times Volumen gleich der Anzahl der ionisierenden Photonen, die pro Sekunde emittiert werden (N_{OB}): $N_{recomb} = \alpha n_H^2 V = N_{OB}$

$$R_S = \left(\frac{3N_{OB}}{4\pi\alpha} \right)^{1/3} n_H^{-2/3}$$

Strömgren Radius

Beispiel:

$n_H = 5000 \text{ cm}^{-3} \Rightarrow R_S = 0.3 \text{ pc}$ für O6-Stern

HII-Regionen

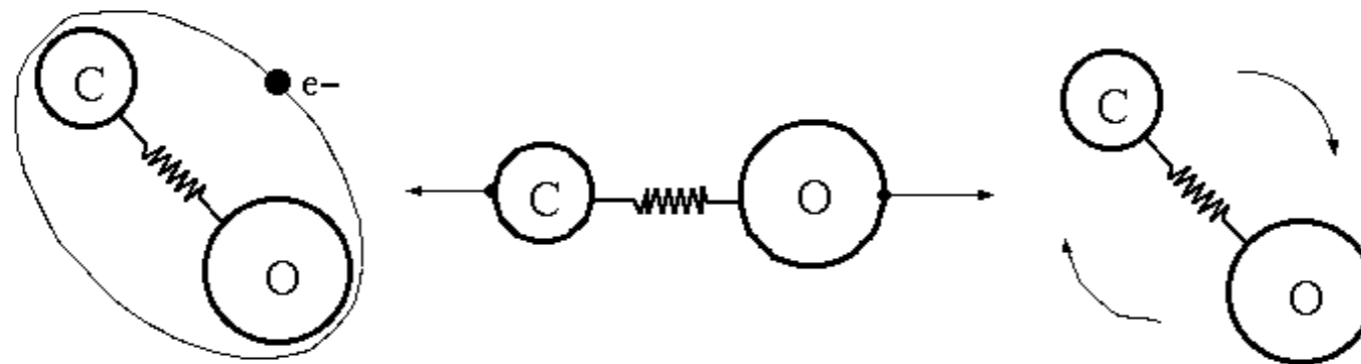
- Dunkelwolken, HII-Regionen und junge Sternhaufen treten meistens gemeinsam auf
→ verschiedene Stadien der Sternentstehung
- Dunkelwolke: der Staub schirmt die Gaswolke von der destruktiven UV-Strahlung ab
→ die Wolke bleibt neutral
- Auf der Oberfläche der Staubkörner: aus HI kann sich H₂ bilden. Der Staub ist nötig, um die Atome zusammenzubringen und überschüssige Energie aufzunehmen ⇒ der Staubkorn wird aufgeheizt und setzt das H₂ frei



30 Doradus-Nebel in der LMC
Junger Sternhaufen, HII-Region (grün im Licht von OIII), Dunkelwolke, die im NIR durchsichtiger wird

Molekülwolken

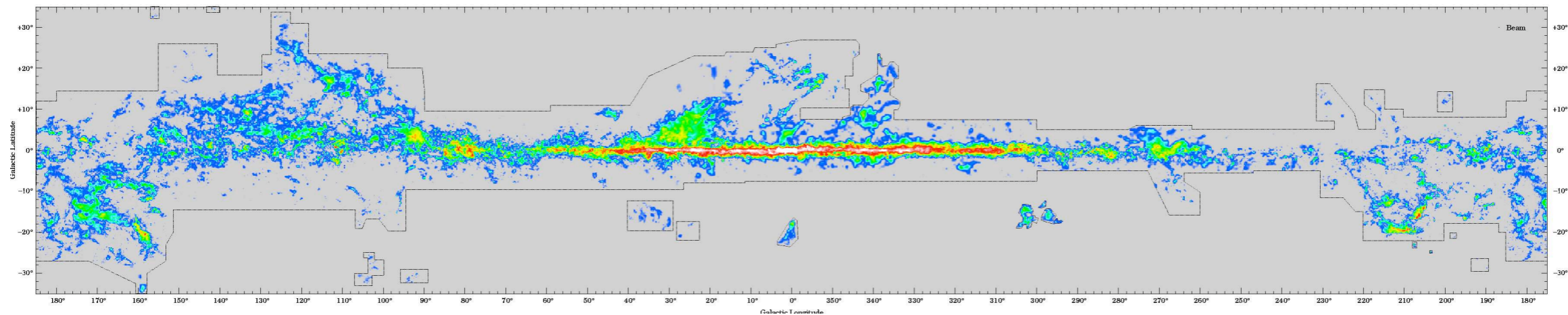
- Im diffusen ISM: eventuell entstehende Moleküle werden sofort wieder durch die UV Photonen und durch Teilchen der kosmischen Strahlung gespalten
- Bei hohen Dichten ($n \gtrsim 10^3 \text{ cm}^{-3}$): Abschirmung → Molekülbildung; > 125 Moleküle im ISM beobachtet, von H_2 , CO , ... bis HC_{11}N
- Beobachtung von Molekülen im ISM: **Rotationsübergänge** (Radio oder mm-Bereich), **Vibrationsübergänge** (IR-Bereich), **elektronische Übergänge** (optischen, UV-Bereich)



- Die nötigen Dichten und Temperaturen zur Anregung sind für verschiedene Moleküle und Übergänge verschieden ⇒ **Sondierung der Struktur von Molekülwolken**
- zB: CO benötigt $n \sim 100 \text{ cm}^{-3}$, $\text{HCN} \rightarrow n \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$, CN UV-Strahlung, ...

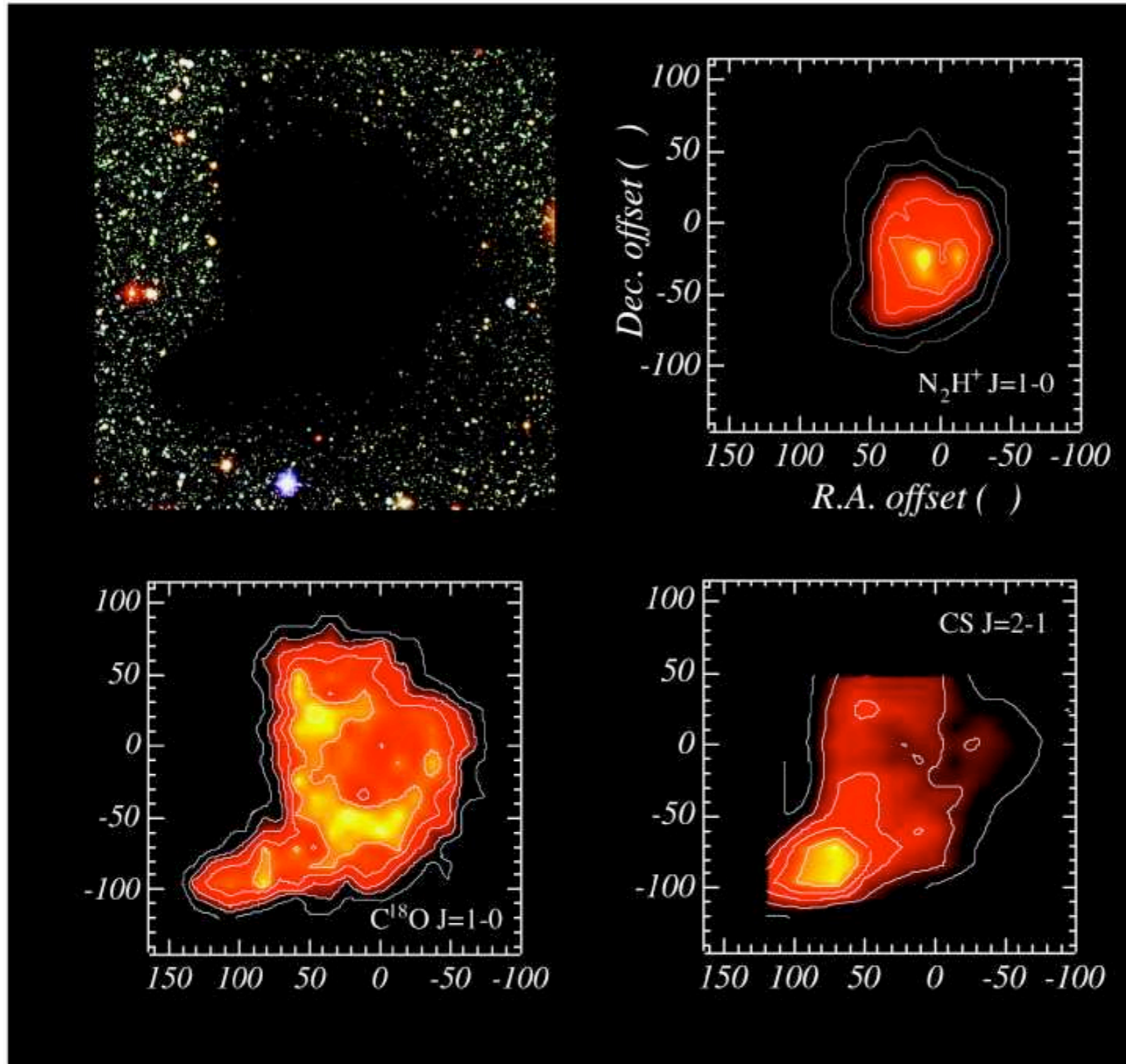
Molekülwolken

- Wegen völliger Symmetrie: H₂-Molekül hat kein Dipolmoment
→ Rotations- bzw. Schwingungsübergänge unterdrückt
- **Ersatz: CO**, nach H₂ das häufigste Molekül im ISM → mehrere Übergänge bei $\lambda \sim$ mm, daher gut beobachtbar



- Karte der Milchstraße bei $\lambda = 1.3$ mm (CO Spektrallinie)
- CO stark auf galaktischer Ebene konzentriert, stark fragmentiert, Verteilung ähnlich der Dunkelwolken
- Aus Breite der Emissionslinien $T_{\text{kin}} \lesssim 10$ K
ähnlich wie der kühle Staub in Dunkelwolken
- **Gesamtmasse des H₂: $2 \times 10^9 M_{\odot}$**

Nachweis von Molekülen in Dunkelwolken



Thermische Bilanz des ISM

- **Heizung:** durch Ionisation zB $H+\gamma\rightarrow p+e^-$: Überschuss von $\Delta E = hv-13.6$ eV als kinetische Energie des Elektrons; Umverteilung durch Stöße, typische Energien $\Delta E \sim 1$ eV
- **Kühlung:** durch stoßangeregte Strahlungsübergänge zB $F=1 \rightarrow F=0$ Übergang von HI (21 cm-Linie)
Bei niedrigen Dichten: Strahlungsabregung wahrscheinlicher als Stoßabregung; $hv < 13.6$ eV \Rightarrow Photonen können ungehindert entkommen \Rightarrow kinetische Energie wird in Strahlung verwandelt und abgeführt
- **Weitere Kühlmechanismen:**
 - Frei-frei Übergänge von Elektronen
 - Absorption von UV-Strahlung durch Staub, Abstrahlung im IR
- **Kühleffizienz Λ** hängt von der Temperatur, Metallizität, Dichte, ... ab

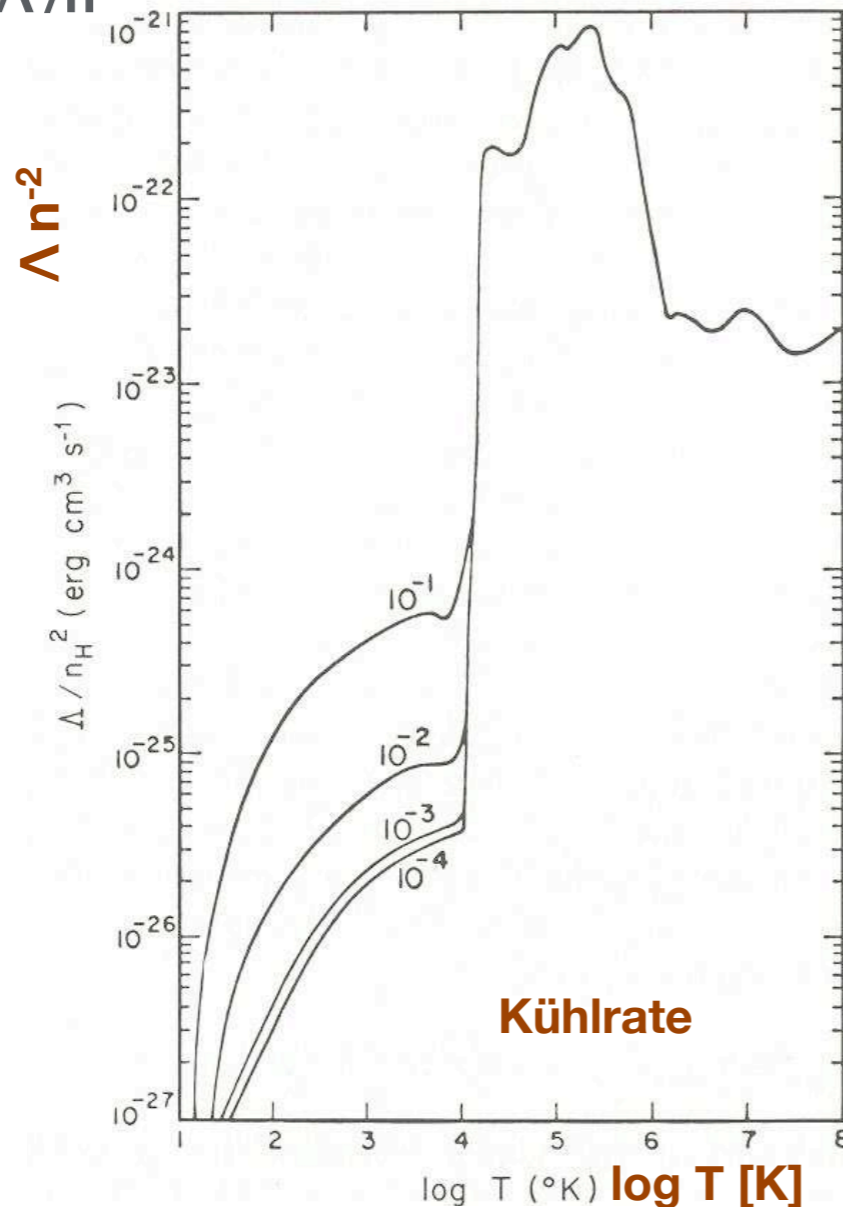
→ die Kühl-Zeitskala:

$$\tau_{cool} = \frac{\frac{3}{2} N k_B T}{\Gamma - \Lambda}$$

Heizrate **Kühlrate**

Thermische Bilanz des ISM: Kühlrate

- Die Koexistenz der verschiedenen Gasphasen ist das Ergebnis des **Gleichgewichtes zwischen Kühl- und Heiz-Prozesse**
- die Kühlrate: Λ / n^2



=> **Kühlung ist effizient für $T \geq 10^4 \text{ K}$**

Existenz eines Multi-Phasen Mediums erfordert, dass Energie durch das System fließt, zB durch Injektion von Energie durch eine SN-Explosion oder stellare Winde

Das heiße Gas von SN-Explosionen und stellare Winde füllt einen großem Teil des interstellaren Raums, das HI-gas und die Molekularwolken werden in filamentare, fraktale Strukturen komprimiert

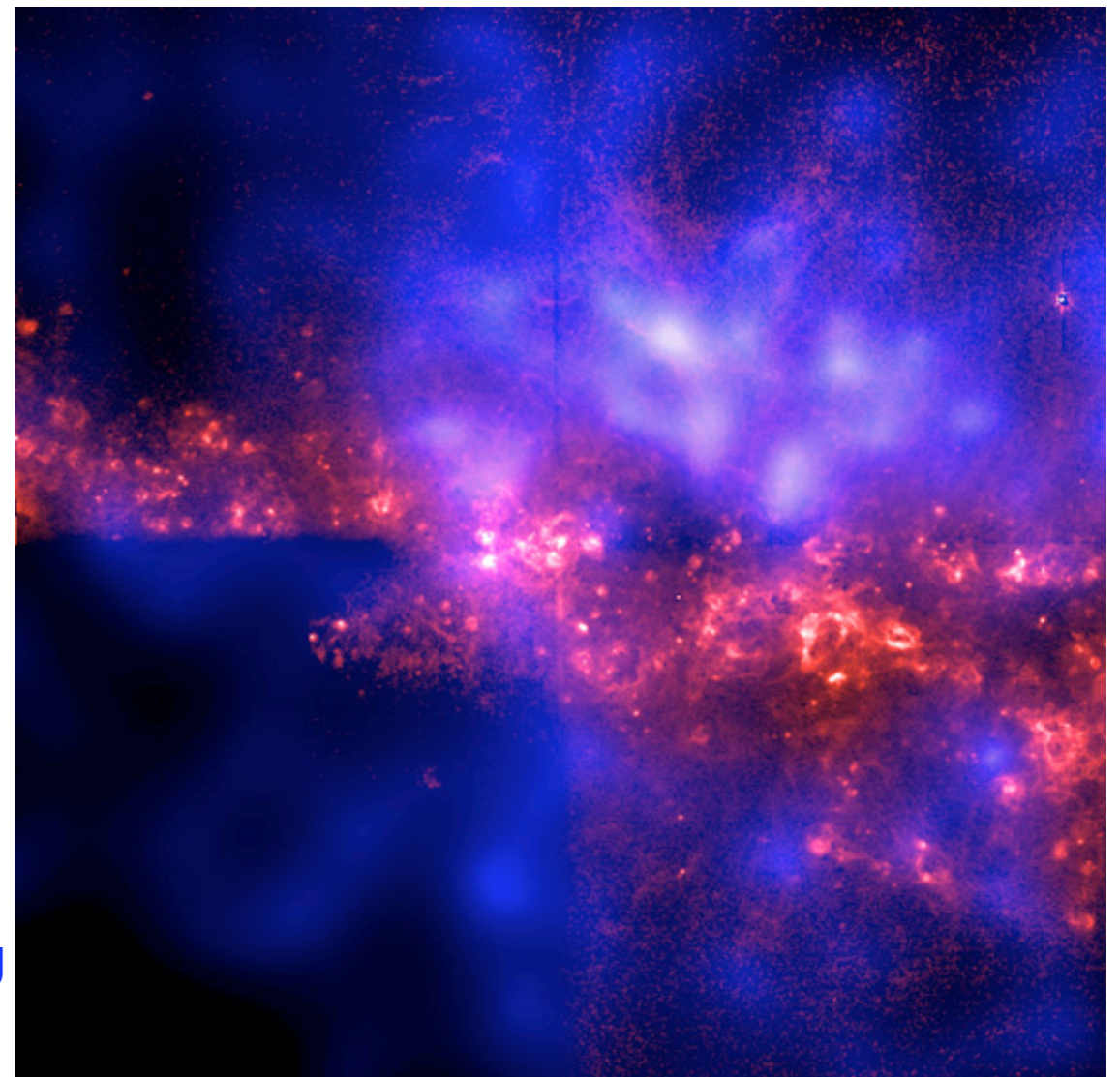
Heißes Gas

- **Gas von Temperaturen $T \gtrsim 10^6$ K: Kühlung ineffizient**
 - ⇒ Gas bleibt nach Aufheizung lange heiß, Nachweis im UV- und Röntgenlicht
 - ⇒ Dichte sehr gering ($\sim 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$) (daher ineffiziente Kühlung)
- **Das heiße Gas füllt die Milchstraße und bildet Halo**
(auch bei anderen Galaxien)

Ursprung des heißen Gases:

**wahrscheinlich SN-Explosionen,
die das Gas aufheizen**

Thermische Röntgenstrahlung
in NGC 4631 (Chandra)



Stabilität des ISM

→ mehrere charakteristische Phasen der interstellaren Materie: kühl und dicht ↔ heiß und dünn

- die verschiedenen Phasen existieren im stabilen Zustand nur falls Druck-Gleichgewicht herrscht
- da $P = nk_B T \Rightarrow n \cdot T \approx \text{konst}$

$$n \cdot T \approx 10^3 - 10^4 \text{ K cm}^{-3}$$

- die Ko-Existenz der verschiedenen Phasen ist das Ergebnis eines ~ Gleichgewichtes zwischen Heiz- und Kühlprozesse
- **Typische Werte:**

Phase	T [K]	n [Atom/cm ⁻³]
Molekülwolken	≲ 10	≳ 10 ⁴
HI-Regionen	~100 - 1000	~ 1
HII-Regionen	~ 10 ⁴	~ 10 ²
Heißes Gas	~ 10 ⁶	~ 10 ⁻²

Stabilität des ISM

- **mehrere Phasen nebeneinander, jedoch nicht stationär!**

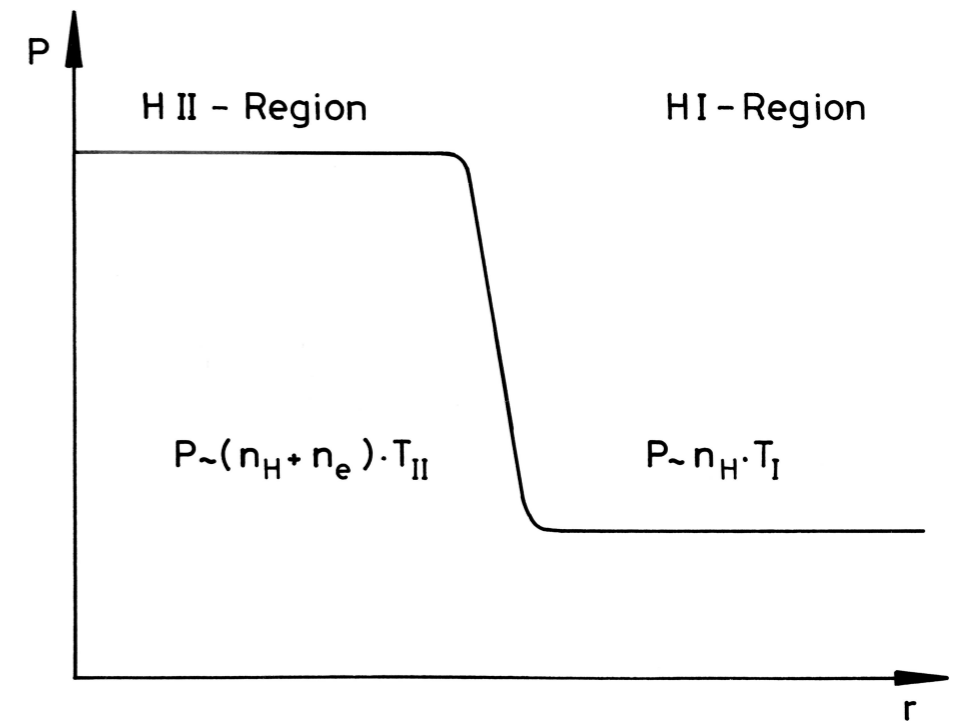
- ZB: nach Entstehen eines O-Sterns

- Ionisation des umliegenden ISM

- T steigt von 10^2 K \rightarrow 10^4 K

- Teilchendichte: $n \approx n_e + n_p \approx 2 n_H$

⇒ Druckungleichgewicht ⇒ HII-Region expandiert!



Extremer: durch SN-Explosion angetriebenes Gas

→ Expansion mit $v \gg c_s$!

Frühphasen der Sternentstehung

- **Protosterne** bilden sich durch Kollaps von dichten Molekülwolken
- Welche Bedingungen müssen herrschen, damit diese kollabieren?
- Abschätzung: für ein gebundenes System gilt der Virialsatz

$$2 \cdot E_{kin} = |E_{pot}|$$

- $2E_K > |E_{pot}| \Rightarrow$ Gasdruck dominiert, Wolke expandiert
- $2E_K < |E_{pot}| \Rightarrow$ Gravitation dominiert, Wolke kollabiert
- Aus dem Virialsatz \Rightarrow

$$2N \cdot \frac{3}{2} k_B T = \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}$$

- mit Anzahl der Teilchen: $N = \frac{M}{\mu \cdot m_H}$

- Dichte: $\rho = \frac{M}{\frac{4\pi}{3} R^3}$

Das Jean-Kriterium

- Einsetzen führt zur **Jeans-Masse**:

$$M_{Jeans} = \left(\frac{5k_B T}{G \mu m_H} \right)^{3/2} \left(\frac{3}{4\pi\rho} \right)^{1/2} \quad \text{Kollaps für } M > M_{Jeans}$$

- drückt man die Masse durch den Radius aus => **Jeans-Länge**

$$R_{Jeans} = \left(\frac{15kT}{4\pi G \mu m_H \rho} \right)^{1/2} \quad \text{Kollaps für } R > R_{Jeans}$$

- **Beispiele** für interstellare Wolken:
- neutrale HI-Wolke, $n \sim 500 \text{ cm}^{-3}$, $T \sim 50 \text{ K}$: $M_{Jeans} = 1500 M_{\odot} \Rightarrow$ stabil
- kalte Globule, $n \sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$, $T \sim 10 \text{ K}$: $M_{Jeans} = 1 M_{\odot} \Rightarrow$ instabil
- heißer Kern einer Riesenmolekülwolke, $n \sim 10^8 \text{ cm}^{-3}$, $T \sim 150 \text{ K}$: $M_{Jeans} = 17 M_{\odot} \Rightarrow$ instabil

Bildung von Protosternen

- **erste Stadien des Kollaps:**
- die Wolke kollabiert isotherm: solange das Gas optisch dünn bleibt, kann die Strahlung frei entweichen und die T steigt nicht
- Kollaps auf der **freien Fall Zeitskala** t_{ff} (ρ_0 = Anfangsdichte der Wolke)

$$t_{ff} = \left(\frac{3\pi}{32G\rho_0} \right)^{1/2}$$

- Da t_{ff} nicht vom Radius abhängt, kollabiert eine homogene Wolke überall gleich schnell (homolog). Gibt es eine ρ -Profil mit einer zentralen Kondensation, kollabiert das Wolkenzentrum schneller (dies geschieht wenn der Kollaps fortschreitet).
- **t_{ff} für einen dichten Wolkenkern ≈ 5000 Jahre** => frühe Protosterne sind kurzlebig, und daher seltene Objekte!
- Es existieren Molekülwolken recht großer Masse, die nicht stabil sein sollten - warum bilden sich nicht Sterne entsprechend großer Masse?
- Beobachtung: Bildung von Sternhaufen! Die Wolken fragmentieren während des Kollaps

Fragmentation

- **Jeans-Kriterium:** die kritische Masse fällt mit wachsender Dichte, solange der Protostern isotherm ist
⇒ kleine Anfangs-Inhomogenitäten, die dichter werden, kollabieren unabhängig voneinander und werden zu eigenständigen Protosternen

- Warum fragmentiert die Wolke nicht immer weiter?

⇒ wenn die Wolke nicht mehr durchsichtig für Strahlung ist, ist der Kollaps nicht mehr isotherm

- Anderes Extrem: **adiabatischer Kollaps**, ohne Wärmeaustausch mit der Umgebung => T steigt mit Dichte, und es resultiert:

$$M_{Jeans} \propto \rho^{1/2}$$

⇒ Jean-Masse nimmt mit wachsender Dichte zu ⇒ minimale Masse für die Fragmente

- Abschätzung: **minimale Masse ~ 0.5 M_⊙**

- Numerische Simulationen: Kollapsgeschwindigkeit, Rotation der Fragmente, Magnetfelder, Anfangsstruktur der Wolke, ...

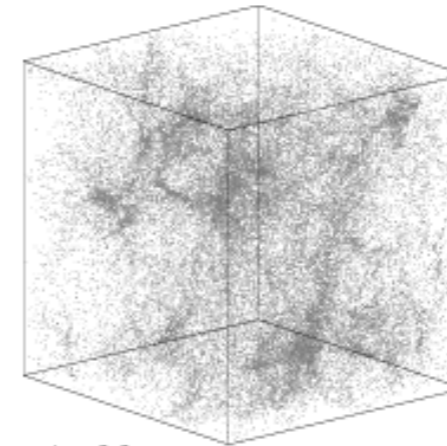
Fragmentation einer turbulenten Gaswolke

- **Simulation:**

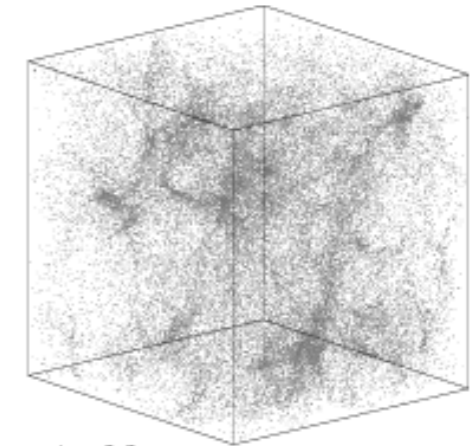
Kondensation in protostellare Kerne

Diese bilden sich mit Massen:

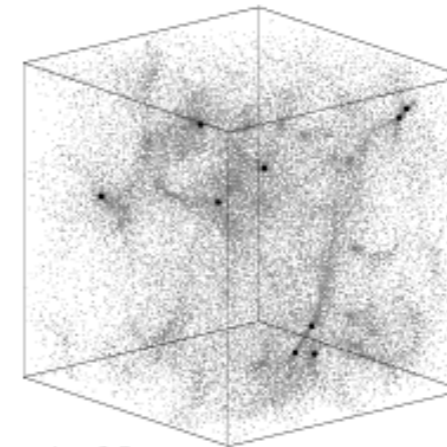
$$M = M_{Jeans} \approx 0.1 - 1M_{\odot}$$



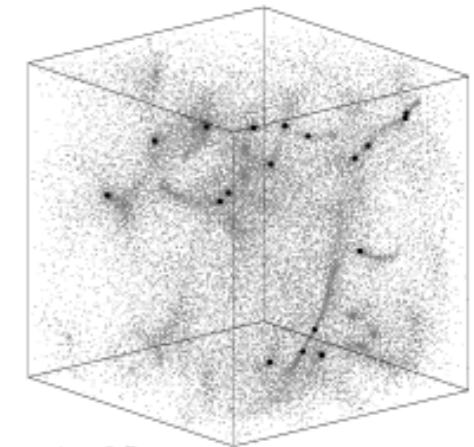
$t = 0.0$
 $M_* = 0\%$



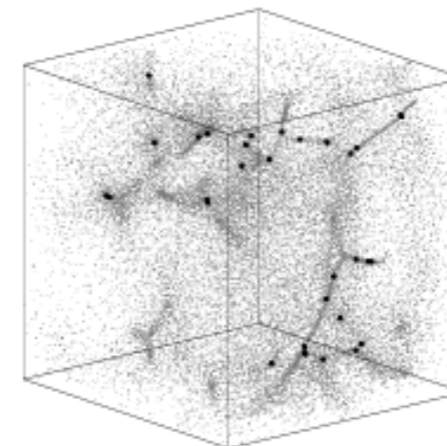
$t = 0.2$
 $M_* = 0\%$



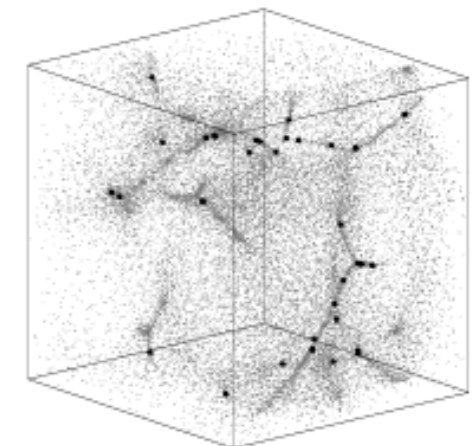
$t = 0.5$
 $M_* = 5\%$



$t = 0.7$
 $M_* = 10\%$



$t = 1.0$
 $M_* = 20\%$



$t = 1.2$
 $M_* = 30\%$

A. Burkert

Protosterne und Vor-Hauptreihen-Entwicklung

- Kollaps eines protostellaren Kerns in mehreren Schritten:
- am Anfang ist der Kollaps isotherm mit $T = 10\text{ K}$
- wenn eine Zentraldichte von 10^{11} cm^{-3} erreicht ist, wird der Kern optisch dick, auch im IR. Die Kontraktion erfolgt nun quasi-stationär
- bei einer Dichte von etwa 10^{13} cm^{-3} und $T \approx 1000\text{ K}$ beginnt die Dissoziation des H_2 im Kern
⇒ zweite Kollaps Phase, da der Kern sich wegen der Dissoziation abkühlt
- bei Dichten von 10^{22} cm^{-3} und $T \approx 10^4\text{ K}$ beginnt eine zweite quasi-stationäre Phase der Kern-Kontraktion
- der Kern hat jetzt einen Radius von $\approx 10R_{\odot}$, aber eine Masse von nur $10^{-3}M_{\odot}$. Er ist umgeben von einer ausgedehnten, optisch dicken Hülle mit Radius $\approx 10^6R_{\odot}$
- Gas von der Hülle “regnet” auf den Kern mit $v > c_s$, bildet einen Akkretionsschock, der den Kern aufheizt
- Rotation führt zu einer Akkretionsscheibe um den Kern, nach $\approx 10^5$ Jahre. Der Stern hat jetzt eine Masse von $1M_{\odot}$.

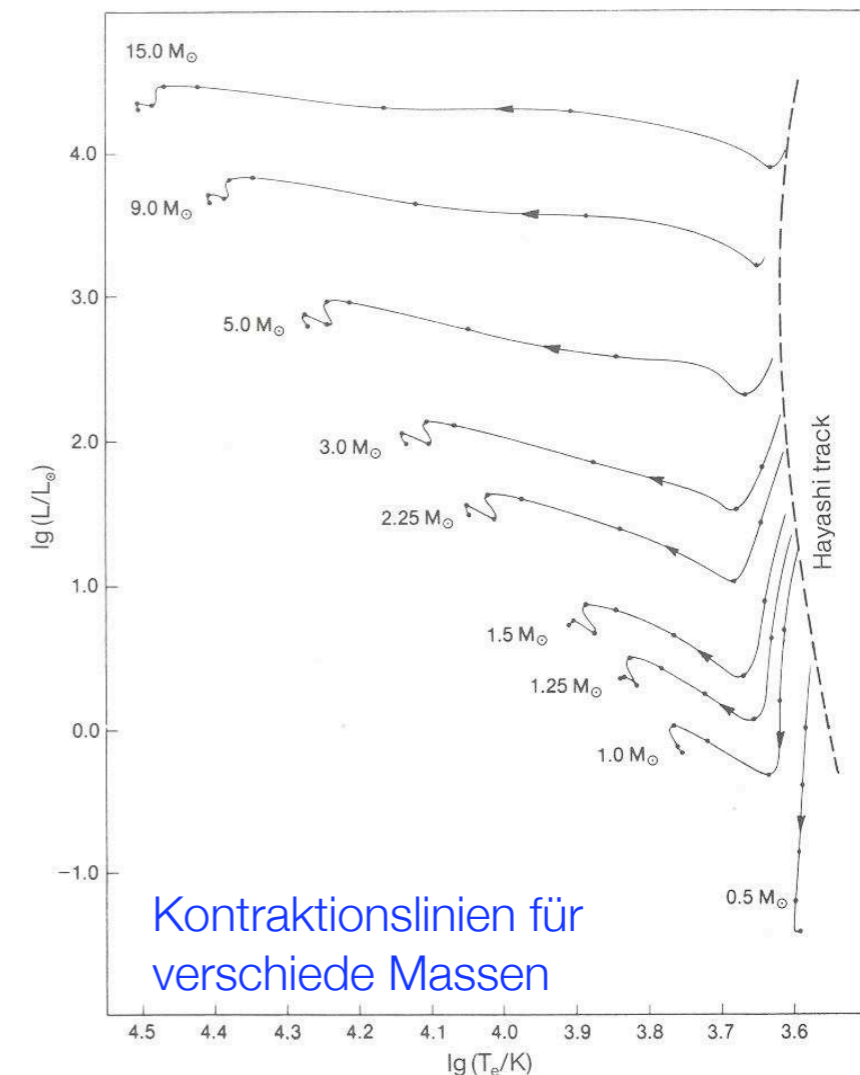
Protosterne und Vor-Hauptreihen-Entwicklung

- **Der Stern kontrahiert jetzt auf der Kelvin-Helmholtz Zeitskala und wandelt potentielle Energie in thermische Energie + Strahlung um.**
⇒ dieser Stadium: Vor-Hauptreihen-Stern
- die äußeren Lagen strahlen thermische Energie ab, es bildet sich einen steilen T-Gradienten und der Stern wird konvektiv

⇒ der Stern bewegt sich zur Hayashi-Linie as T-Tauri Stern

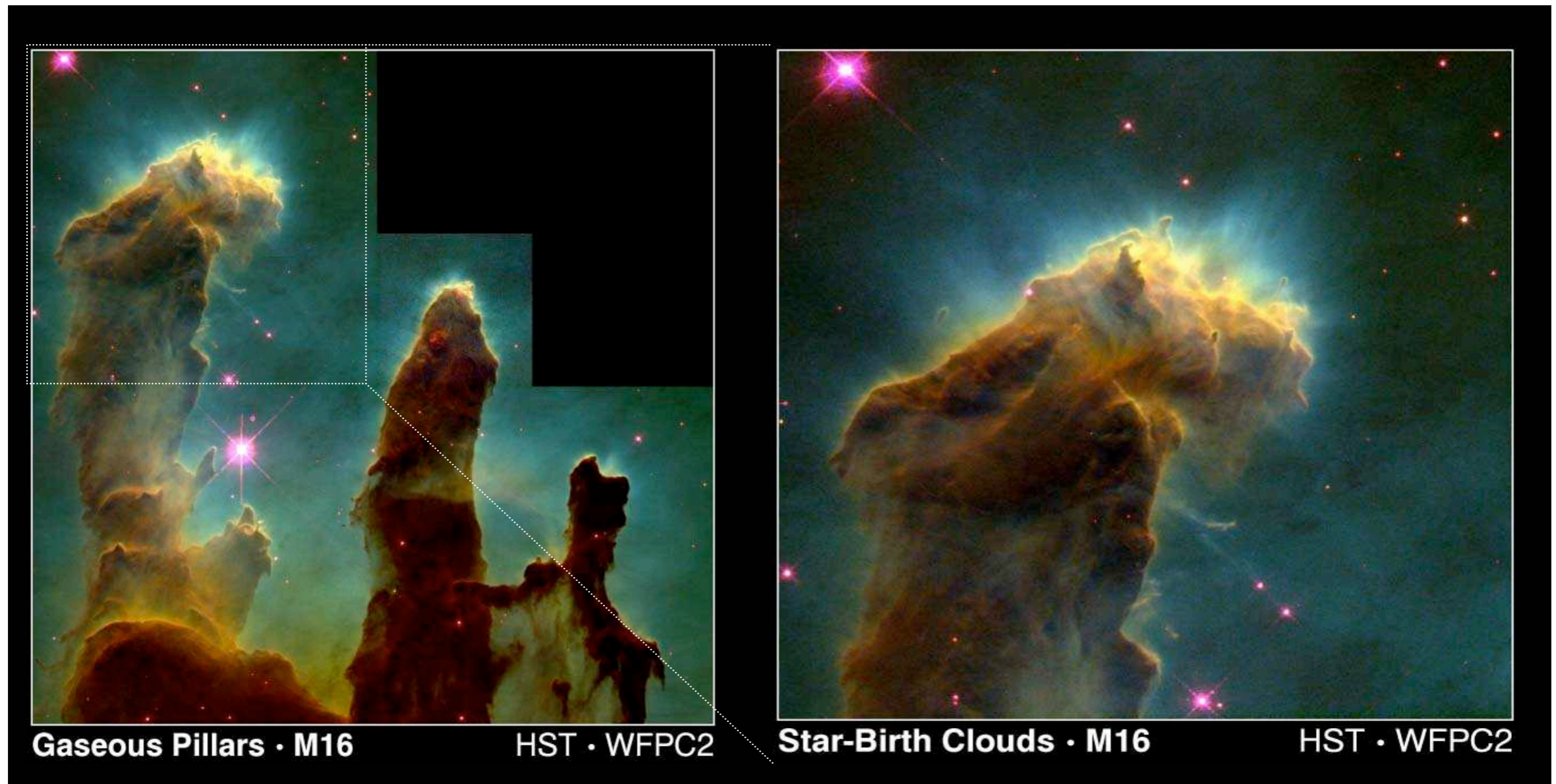
T-Tauri Sterne sind noch von Restgas, in einer Scheibe, umgeben

Bei $T = 10^7$ K und einer Dichte von 10^{26} cm^{-3} beginnt das nukleare Brennen



Molekülwolken und Sternbildung

Induzierte Sternbildung: in der Ionisationsfront bilden sich neue Sterne



Orion-Nebel

M42, Sternentstehungsregion etwa 1500 Ly von uns entfernt

