

7 Межзвездная среда

В Галактике помимо звезд наблюдаются и туманные пятна – это другие галактики и собственно галактические объекты. Следовательно межзвездное пространство не пусто, а содержит межзвездный газ и пыль. Этому есть как прямые, так и косвенные наблюдательные подтверждения (межзвездное покраснение и поляризация, линии поглощения и т.п.).

Туманности бывают темные и светлые. Темная туманность – это газопылевое облако, пыль в котором поглощает проходящее через облако излучение. Светлая туманность – это обычно газопылевое облако, подсвеченное звездой (или группой звезд). Тогда мы видим свет, рассеянный пылинками, как показывает тот факт, что его спектр сходен со спектром освещающей звезды. Но есть и туманности, в которых газ светится в эмиссионных линиях. Некоторые из таких туманностей имеют правильную форму (кольцо или диск), а внутри наблюдается голубая звезда. Это так называемые планетарные туманности. Другой случай – диффузные туманности. Механизм свечения планетарных и диффузных туманностей одинаков.

7.1 Планетарные туманности

Туманности видны в виде диска (кольца) с горячей звездой в центре. Разность видимых величин

$$m_* - m_{\text{тум}} = d > 0. \quad (1)$$

Обычно величина, характеризующая интегральную светимость туманности, $m_{\text{тум}} \sim 3$, т.е. туманность не может светить отраженным светом звезды.

Спектр планетарной туманности в основном линейчатый, но есть и слабый непрерывный спектр. Наблюдаются яркие эмиссионные линии водорода (бальмеровские линии), гелия и ионизованного гелия, а также линии небулия N_1 (5007Å), N_2 (4959Å), которые являются наиболее яркими в спектре. Линии отождествлены Боуэном в 1929 г. как запрещенные линии дважды ионизованного кислорода. Затем последовало отождествление и других непонятных линий: линия на 3727Å была приписана ионизованному кислороду, линии на 6584, 6548Å – ионизованному неону и т.д. Все линии соответствуют запрещенным переходам.

Расширение этих туманностей наблюдается как по спектрам, так и по фотографиям (за 50 лет удалось обнаружить расширение туманности в Лире). Скорость расширения (10–20 км/с) можно определить, не зная расстояния. Поскольку туманность – сферический слой, то мы наблюдаем доплеровский эллипс на центральной длине волны линии. Имея лучевые скорости и скорость расширения (в " /год), получаем расстояние до туманности.

Причина свечения планетарных туманностей – ультрафиолетовое излучение возбуждающей звезды. Плотность излучения в туманности есть $\rho = W\rho_*$, где коэффициент дилуции $W = \frac{1}{2} \left[1 - \sqrt{1 - \left(\frac{r_*}{r}\right)^2} \right]$. При $r_* \ll r$, $W \approx \frac{1}{4} \left(\frac{r_*}{r}\right)^2$. Для тех туманностей, которые мы наблюдаем, $W \approx 10^{-14}$. Принимая $\rho = aT^4$, $\rho_* = aT_*^4$, получаем $T = W^{\frac{1}{4}}T_*$. Из температуры звезды $T_* = 50000\text{К}$, следует $T = 50\text{К}$. Однако распределение энергии этого излучения такое же, как у звезды, т.е. излучение не равновесное. Процессы в туманности идут в сторону установления термодинамического равновесия, т.е. в туманности происходит перераспределение излучения по частоте.

Известна теорема Росселанда. Рассмотрим трехуровневый атом. Возбуждение с нижнего на верхний уровень и рекомбинацию на промежуточный и затем нижний уровень назовем процессами 1-го рода. Возбуждение с нижнего на промежуточный и затем на верхний уровень и рекомбинацию сразу на нижний уровень назовем процессами 2-го рода. Отношение числа

процессов 1-го и 2-го рода равно

$$\frac{N_I}{N_{II}} = W \frac{\bar{\rho}_{12}\bar{\rho}_{23}(1 - W\bar{\rho}_{23})}{\bar{\rho}_{13}(1 + W\bar{\rho}_{23})(1 + W\bar{\rho}_{12})}. \quad (2)$$

При $W = 1$ имеем $N_I = N_{II}$. При $W \ll 1$ получаем

$$\frac{N_I}{N_{II}} = W \frac{\bar{\rho}_{12}\bar{\rho}_{23}}{\bar{\rho}_{13}} = W, \quad (3)$$

т.е. в основном происходят процессы 1-го рода. Эта теорема дает количественное выражение предыдущим рассуждениям. Если уровень 3 – ионизованное состояние, то получаем, что ионизация снизу с последующей рекомбинацией на верхний уровень и каскадные переходы случаются много чаще, чем поглощение в линиях и излучение в непрерывном спектре при рекомбинации на первый уровень.

Рассмотрим чисто водородные туманности. Поскольку плотность излучения в туманности мала, то и возбуждение мало и можно считать, что

$$\frac{n_i}{n_1} = W \frac{g_i}{g_1} e^{\frac{\chi_1 - \chi_i}{kT}}. \quad (4)$$

Почти все атомы находятся в основном состоянии ($n_1 \gg n_i$) и могут поглощать излучение в Лаймановских линиях и континууме. В линиях поглощается мало, т.к. они не широкие. Таким образом, туманность светится за счет L_c -квантов звезды.

После поглощения атом может встретиться с электроном – произойдет рекомбинация (если на 1-й уровень, то это рассеяние), а могут происходить и последовательное излучение квантов (если излучается L_α , то он не пройдет через туманность – поглотится). Каждый переработанный L_c квант дает один квант бальмеровской серии и один L_α квант. Когда все кванты перерабатываются, $N_{L_c}^* = N_{Ba}$ (теоремы Занстра).

Если мы знаем спектр туманности, то можно найти $N_{L_c}^*$ и, как следствие, определить температуру звезды, поскольку следующее выражение является функцией температуры звезды:

$$N_{L_c}^* = 4\pi r_*^2 \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{H_\nu}{h\nu} d\nu, \quad (5)$$

где ν_0 – предел серии, H_ν – распределение энергии в спектре звезды. Из наблюдений берем $N_{Ba} = \sum_{Ba} N_i = \sum_{Ba} \frac{E_i}{h\nu_i}$. Получается, например, $T_* = 39000\text{K}$ для NGC 6543, $T_* = 40000\text{K}$ для NGC 6572, $T_* = 55000\text{K}$ для NGC 7009, что находится в хорошем согласии с прямыми определениями и говорит о верности теории.

Линии N_1 , N_2 тоже позволяют найти температуру звезды, поскольку энергия, высвечивающаяся в них, в конечном счете, обуславливается температурой звезды. Правда, здесь имеют место не рекомбинации, а соударениями с электронами. В случае рекомбинаций получились бы температуры порядка миллиона кельвинов, в спектре наблюдались бы всегда линии ионизованного гелия и дважды ионизованного кислорода. Однако есть туманности, в спектрах которых линии кислорода есть, а линий гелия нет. Электроны получают при ионизации водорода, как самого распространенного элемента. В предположении о том, что вся энергия электронов идет на возбуждение линий небулия, получаем примерно те же температуры: $T_* = 37000\text{K}$ для NGC 6543, $T_* = 38000\text{K}$ для NGC 6572, $T_* = 50000\text{K}$ для NGC 7009. Хорошее согласие подтверждает правильность теории.

Ионизация газа в туманности может быть описана формулой Саха

$$\frac{n_e n^+}{n_1} = W \frac{(2\pi m k T_*)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{\chi_1}{kT_*}}. \quad (6)$$

Поскольку туманность в основном водородная, $n_e = n^+$. Тогда

$$\frac{n^+}{n_1} = \left[\frac{W (2\pi m k T_*)^{3/2}}{n_1 h^3} e^{-\frac{\chi_1}{kT_*}} \right]^{1/2}. \quad (7)$$

Оценить число нейтральных атомов n_1 можно из того факта, что для светящейся части туманности оптическая толщина $\tau \approx 1$. Имеем $\tau = n_1 k_0 \Delta r \approx 1$, $k_0 \approx 10^{-17}$, $\Delta r \approx 10^{17}$ и $n_1 \approx 1$. Откуда следует, что $\frac{n^+}{n_1} \sim 10^3$. Фактически малая плотность излучения “преодолевается” малой плотностью вещества, т.е. если ионизация произошла, то рекомбинация будет не скоро, поскольку мала вероятность встречи иона и электрона.

Вне области $\tau = 1$ излучение не приходит – степень ионизации падает, возрастает n_1 , что еще увеличивает оптическую толщину. Поэтому существует резкая граница между ионизованной (областью НII) и неионизованной частью туманности. Размеры туманности в разных линиях различны, что видно по снимкам туманностей в линиях.

Рассмотрим бальмеровский декремент (отношение интенсивностей бальмеровских линий). В стационарной туманности должно быть стационарное распределение атомов по уровням. Для каждого уровня число переходов с него должно быть равно числу переходов на него. С учетом населенностей уровней (n) и вероятностей переходов (A, B) имеем

$$n_i \sum_{k=1}^{i-1} A_{ik} = \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki} + n_e n^+ C_i(T_e) + n_1 B_{1i} \rho_{1i}, \quad (8)$$

где T_e – электронная температура. Очевидно, должно быть равенство $n_i A_{i1} = n_1 B_{1i} \rho_{1i}$, поэтому получаем бесконечную систему уравнений относительно населенностей уровней

$$n_i \sum_{k=2}^{i-1} A_{ik} = \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki} + n_e n^+ C_i(T_e). \quad (9)$$

Ее решение дает n_i (удобнее использовать как неизвестные $Z_i = \frac{n_i}{n_e n^+}$). Заметим, что интенсивность бальмеровской линии

$$J_{i2} = \int_V n_i A_{i2} h \nu_{2i} dV = A_{i2} h \nu_{2i} Z_i \int_V n_e n^+ dV. \quad (10)$$

Тогда декремент равен

$$\frac{J_{i2}}{J_{42}} = \frac{A_{i2} \nu_{2i} Z_i}{\nu_{24} Z_4}. \quad (11)$$

Для 14 уровней систему решил Силлье, а Мензел и Бэкер нашли приближенное решение

Линия	$T_e = 10000\text{K}$	$T_e = 20000\text{K}$	$T_e = 30000\text{K}$
H_α (i=1)	2.50	2.59	2.71
H_β (i=2)	1.0	1.0	1.0
H_γ (i=3)	0.50	0.51	0.49
H_δ (i=4)	0.31	0.30	0.29

бесконечной системы. Было получено

Из наблюдений имеем $H_\alpha/H_\beta \approx 4.5$ вместо 2.5–3. Это объясняется тем, что туманности находятся в плоскости Галактики, где есть сильное межзвездное поглощение. Это поглощение селективное, и декремент увеличивается. По разности теоретического и наблюдаемого декремента можно получать оценки величины межзвездного поглощения на луче зрения до туманности.

Масса туманностей равна $M = m_H n_H V$, где n_H – число атомов в единице объема. Для областей НII $n_H = n^+ = n_e$. Энергия, излучаемая в бальмеровской линии,

$$E_{k2} = \int_V n_k A_{k2} h \nu_{2k} dV = Z_k A_{k2} h \nu_{2k} \int_V n_e n^+ dV = Z_k A_{k2} h \nu_{2k} (\bar{n}^+)^2 V, \quad (12)$$

где n^+ – среднее значение по области НII. В результате получаем

$$M = m_H n^+ V = m_H \left(\frac{E_{k2} V}{Z_k A_{k2} h \nu_{2k}} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (13)$$

Полная светимость туманности пропорциональна E_{k2} , и поэтому $M = Const \sqrt{LV}$. Оценки дают $M \sim 0.01 M_{\odot}$.

Запрещенные линии позволяют определить (электронную) температуру туманности. Рассмотрим линии небулия. Переход со 2-го на 1-й уровень (двойной) дает запрещенные линии N_1, N_2 , переход с 3-го на 2-й уровень – запрещенную линию на $\lambda 4363 \text{ \AA}$. При этом переход с 3-го на 1-й уровень запрещен сильнее, чем упомянутые переходы. Интенсивность линий равна $J_{N_1, N_2} = n_2 A_{21} h \nu_{12}$, $J_{4363} = n_3 A_{32} h \nu_{23}$. Отношение этих интенсивностей зависит в основном от электронной температуры газа (Амбарцумян)

$$\frac{J_{N_1, N_2}}{J_{4363}} \approx 4.5 e^{\frac{33000 \text{ K}}{T_e}}. \quad (14)$$

Результаты наблюдений дают, таким образом, $T_e \approx 10000 \text{ K}$. Если учесть удары 2-го рода (вниз), то отношение $J_{N_1, N_2} / J_{4363} = f(T_e, n_e)$. Тогда используя данные для другого иона, можно найти и T_e , и n_e . Однако, оценка n_e получается ненадежной, поскольку удары 2-го рода не очень важны.

Обсудим непрерывный спектр планетарных туманностей. Рассмотрим свободно-связные переходы. При каждой рекомбинации на уровень, начиная с третьего, рождается бальмеровский квант, т.е. число квантов в бальмеровских линиях равно числу квантов в непрерывном спектре. Найдем отношение числа H_{β} квантов к числу квантов в бальмеровском континууме

$$\frac{n_4 A_{42}}{n_e n^+ C_2(T_e)} = Z_4 \frac{A_{42}}{C_2(T_e)} \approx 1. \quad (15)$$

т.е. весь бальмеровский континуум дает столько же квантов, сколько и линия H_{β} . Распределение энергии в спектре имеет скачки у границ серий, а между ними $\varepsilon_{\nu}^I \sim e^{-\frac{h\nu}{kT}}$.

Свободно-свободные переходы также дают $\varepsilon_{\nu}^{II} \sim e^{-\frac{h\nu}{kT}}$, что несколько увеличивает коэффициент излучения, но не меняет существенно его волновой зависимости, обсужденной выше.

Однако наблюдаемые спектры не имеют экспоненциальных спадов и предсказываемых теорией скачков. Киппер (1950) и Спитцер, Гринстейн (1951) предположили, что это объясняется двухфотонным излучением. Такое излучение возможно из каждого возбужденного состояния, но его вероятность мала. Однако, если рассмотреть метастабильный уровень, то соотношение вероятностей одно- и двухфотонного перехода может быть обратным. У атома водорода такой уровень $2s$. При переходе $2s \rightarrow 1s$ излучаются 2 фотона, причем их энергия может быть произвольна (с учетом очевидного ограничения на сумму). Двухфотонное излучение дает вклад в спектр от 912 \AA до бесконечности, его интенсивность в видимой области растет в коротковолновую сторону. В результате распределение в спектре туманности выравнивается, а скачок уменьшается, и теория вполне согласуется с наблюдательными данными.

Обсудим возможную роль столкновений. Двухфотонный переход будет происходить, если не будет опустошаться уровень $2s$, но этому частично препятствуют столкновения. Казалось бы, что число переходов $2s \rightarrow 2p$ много больше, чем $2p \rightarrow 2s$, поскольку в состоянии $2s$ много атомов, а в состоянии $2p$ – мало (быстро уходят, излучая линию L_{α} – переход $2p \rightarrow 1s$). Однако туманность непрозрачна в линии L_{α} , и в состоянии $2p$ оказывается сравнительно много

атомов. Поэтому столкновения должны учитываться, что дает еще лучшее согласие теории и

наблюдений, например, для скачка $D = \lg \frac{I}{J_2}$.

Туманность	D	D
NGC 6543	0.98	0.95
NGC 6572	0.79	0.84
NGC 6826	0.61	0.89
NGC 7009	0.82	0.73
NGC 7662	0.81	0.79
IC 418	0.48	0.50

Отметим *диффузные туманности*, которые имеют тот же механизм свечения, что и планетарные. Последние малы, тогда как диффузные туманности обычно очень велики (иногда целые поля). Спектры этих туманностей подобны спектрам планетарных, но степень ионизации ниже (обычно линии [OII] сильнее, чем линии [OIII]). Вблизи диффузных туманностей, как правило, есть одна или несколько горячих звезд класса O–B0. К этим туманностям можно применить ту же теорию, что была разработана для планетарных. Найдено, что массы диффузных туманностей составляют $\sim 10^3 M_{\odot}$. Наблюдаемый непрерывный спектр диффузных туманностей (особенно слабых), однако, сильнее, чем предсказываемый теорией спектр газового компонента, т.е. есть еще один источник свечения, к которому обратимся позднее.

7.2 Пылевые туманности

Наблюдаются туманности, спектры которых не имеют эмиссионных линий и совпадают со спектром звезды, расположенной рядом. Это говорит о том, что они светят отраженным светом. Очевидно, что их яркость не может быть больше яркости звезды. При имевшихся наблюдательных средствах Хаббл нашел, что размер туманности в угловых минутах a' и видимая величина звезды m_* связаны соотношением

$$m_* + 5 \lg a' = +11.02^m. \quad (16)$$

Наблюдения дают: а) распределение яркости; б) распределение цвета (туманность, как правило, более голубая, чем звезда); в) распределение поляризации (ее направление трансверсально и степень p растет с расстоянием от звезды, достигая 20–30%). Например, для NGC 7023 $p \sim 12\%$ (Хэньи, 1936 г), причем фотоэлектрические наблюдения в отдельных точках дают $p \sim 20 - 30\%$ (Мартель, 1951 г), фотографические данные имеют большие (систематические) ошибки.

Высокая поляризация свидетельствует о рассеянии на пылинках. При размере рассеивающих частиц a , много меньшем длины волны λ , имеет место релеевское рассеяние. Индикатриса рассеяния равна $I(\gamma) = \frac{I}{2}(1 + \cos^2 \gamma)$. Поляризация излучения, рассеянного под углом 90° , равна 100%. В туманностях, удовлетворяющих соотношению Хаббла, пылинки имеют, однако, размер, сравнимый с длиной волны, и индикатриса рассеяния для них существенно вытянута вперед, но поляризация излучения, рассеянного “вбок” все еще велика, как показывают расчеты. Особый интерес представляют туманности, не удовлетворяющие соотношению Хаббла, в частности *кометарные*. Они видны гораздо большими, чем должны быть – звезда слабая. Объяснение: звезда окружена пылевым диском; мы видим его с ребра и поэтому звезда кажется слабой. Многократное рассеяние света при этом уменьшает степень поляризации (например, R Mon, NGC 2261).

Поляризационные наблюдения позволяют узнать, где расположена звезда, освещающая туманность. Пример – туманность Трифид рядом со звездой A2. Рассмотрение поляризации показало, что звезда проектируется на верхнюю часть туманности, которая в действительности отражает свет расположенной ниже частично скрытой звезды.

Вернемся к избыточному непрерывному спектру диффузных туманностей. Они являются газо-пылевыми, и излучение звезды, возбуждающей свечение туманности, рассеивается на пыли. Это объяснение может быть проверено поляризационными наблюдениями в спектральной области без сильных эмиссионных линий и учетом межзвездной поляризации в данном направлении. Для туманности Ориона и Омега-3 такие исследования были проведены Домбровским. В первом случае поляризация трансверсальная, что подтвердило гипотезу, во-втором, – ситуация оказалась сложнее.

Рассмотрим связь туманностей с освещающими их звездами. Амбарцумян и Гордон предположили, что связь звезд и туманностей случайная. Тогда зная число звезд определенного спектрального класса в Галактике и объем, который такая звезда освещает, можно найти долю объема Галактики, освещаемой звездами каждого класса, и сравнить его с числом туманностей

Спектр	O	B0	B1-9	A	F	G	K	M
nV	$0.2 \cdot 10^{-4}$	$0.6 \cdot 10^{-4}$	2.9	0.8	0.25	0.18	0.25	0.02
N	11	7	54	5	2	1	2	0

около них. Для пылевых туманностей, освещаемых звездами типа B1 и позднее, корреляция nV и N очень хорошая, что, казалось бы, говорит о случайности связи, т.е. светятся те пылевые области, около которых оказались звезды. Однако теперь известно, что звезды рождаются в туманностях.

Темные туманности (темные облака) наблюдаются, когда рядом с туманностью нет звезды. Например, так называемые “угольные мешки” – неосвещенные пылевые туманности. Ясно, что они поглощают свет звезд, расположенных за ними. Они наблюдаются на фоне ярких туманностей или как уменьшение числа звезд (слабые звезды становятся не видны). Поэтому поглощение в такой туманности может быть оценено методом звездных подсчетов (метод Вольфа). Этот метод неточный и трудоемкий, к тому же надо знать функцию светимости.

7.3 Межзвездная пыль

До 1930 г считалось, что межзвездное пространство пусто (нет пыли). Трюмплер показал, что существует межзвездное поглощение света не только в темных облаках, т.е. межзвездное пространство заполнено пылевыми частицами. Трюмплер изучал рассеянные скопления – измерял их угловые размеры. По светимости звезд были получены расстояния до скоплений и найдено, что их линейные размеры растут с расстоянием до наблюдателя, если не учитывать межзвездное поглощение.

Кривая покраснения – селективность межзвездного поглощения. Спектральный класс характеризует температуру звезды. Следовательно у звезд одного класса показатели цвета должны совпадать, а наблюдения показывают, что они сильно варьируются. Это вызвано поглощением в фиолетовой области.

Покраснение звезды из-за межзвездного поглощения и из-за изменения температуры несколько различны, поэтому, имея два показателя цвета U-B и B-V или R-G и G-U, можно определить и то, и другое покраснение.

Важно установить связь между полным и селективным поглощением. Рассмотрим избыток цвета $E_{B-V} = A_B - A_V$. Наблюдаемый показатель объекта равен $(B - V)_{obs} = B_{obs} - V_{obs} = (B_0 + A_B) - (V_0 + A_V) = (B - V)_0 + E_{B-V}$. Тогда $E_{B-V} = (B - V)_{obs} - (B - V)_0$, где $(B - V)_0$ – нормальный (истинный) цвет объекта.

Рассмотрим соотношение $A_V = RE_{B-V}$. Есть 3 метода определения коэффициента R : 1) звездные подсчеты; 2) экстраполяция кривой покраснения; 3) метод переменной экстинкции.

В первом методе производятся звездные подсчеты в одной и той же области, снятой в двух полосах. Во втором – строится кривая $(A_V - A_\lambda)/(A_B - A_V)$ в зависимости от λ по наблюдениям сходных звезд с покраснением и без него. Затем производится экстраполяция этой

кривой для $\lambda \rightarrow \infty$. Это дает в пределе $A_V/E_{B-V} = R$. Это работает, если мало влияние околозвездных оболочек излучающих в ИК области (для некоторых типов звезд они встречаются не редко). В третьем методе наблюдают скопление звезд. В отсутствие поглощения $M = m + 5 + 5 \lg \pi$, с учетом поглощения $m = M - 5 - 5 \lg \pi + A$. Для звезд скопления параллаксы примерно одинаковы, и поглощение A более или менее одинаково (если нет пыли, связанной с данным скоплением, и распределение поглощения в картинной плоскости не существенно). Тогда, откладывая $m - M$ как функцию E_{B-V} , получаем прямую, наклон которой равен R .

Сравнением рассчитанных и наблюдаемых кривых межзвездного поглощения находят свойства частиц. Сейчас принимают $R_{obs} \approx 3.1$. Поскольку величина R , характеризующая оптическую часть кривой межзвездного поглощения, сильно зависит от размера частиц, бывают отклонения, например, в Орионе $R \approx 5$. Продолжение кривой в УФ область показало, что в разных направлениях свойства поглощающих частиц действительно существенно различаются.

Из наблюдений было найдено, что пыль концентрируется к плоскости Галактики (есть зона избегания внегалактических туманностей – других галактик не видно в плоскости Галактики). Прямые наблюдения показывают, что большое поглощение у звезд на малых галактических широтах.

Межзвездная поляризация света звезд была обнаружена Хилтнером, Холлом и Домбровским. Было известно, что свет, приходящий от разных частей диска звезды, линейно поляризован. Однако звезды далеко, их диск обычно не разрешается, и полная поляризация излучения звезд должна быть крайне мала. Для двойных звезд при затмении, когда виден только серп одной из звезд (особенно для красного гиганта и горячих карликов ГП), поляризация может быть временно существенной. Это эффект Соболева-Чандрасекхара.

Исследования показали, что у очень многих звезд наблюдается не собственная поляризация света, а происходящая из-за прохождения через межзвездную среду – звезды, которые показывали поляризацию, имели и существенное поглощение. Корреляция поглощения и поляризации, однако, имеет большой разброс.

Наличие межзвездной поляризации указывает на то, что пылинки имеют форму, отличную от сферической, и частично ориентированы. Механизмы ориентации межзвездных пылинок до конца не изучены. Ферромагнитные частицы должны ориентироваться большей протяженностью вдоль магнитных силовых линий, и давать поляризацию перпендикулярную им. Однако наблюдаемая поляризация параллельна направлению спиральных рукавов (магнитное поле направлено вдоль рукавов). Поэтому предполагается, что в межзвездной среде действует механизм парамагнитной релаксации – пылинки, будучи парамагнетиками, выстраиваются малой осью вдоль магнитного поля. Отметим, что если встречается два облака на луче зрения, в которых направления поляризации света не совпадают, то степень линейной поляризации уменьшается, а величина поглощения возрастает.

Зависимость степени межзвездной поляризации от длины волны была получена эмпирически Серковским

$$\frac{p(\lambda)}{p_{max}} = e^{-1.15(\ln \frac{\lambda_{max}}{\lambda})^2}. \quad (17)$$

Величина p_{max} составляет от 1 до 10%, λ_{max} варьируется от 0.45 до 1 мкм.

Поляризационные наблюдения дают хорошую оценку для R_V через эмпирически полученное соотношение $R_V = 5.5\lambda_{max}$, где λ_{max} в мкм. Таким образом, поляризация позволяет посмотреть то, насколько упорядочено расположены пылинки, т.е. поляризационные наблюдения позволяют сделать заключение о регулярности магнитного поля и размерах пылевых частиц.

Параметры межзвездной поляризации не должны меняться, поскольку облака движутся очень медленно. Поэтому если поляризация звезды (объекта) меняется со временем, то это

собственная поляризация. Такую поляризацию можно найти по зависимости поляризации от длины волны, если она отличается от кривой Серковского. Для звезд на большой галактической широте наличие существенной поляризации обычно свидетельствует о том, что она является собственной.

Переменную и, следовательно, собственную поляризацию имеет, например, звезда μ Сер. Поляризация около 6% была обнаружена у звезды в созвездии Гончих Псов, расположенной в направлении галактического полюса. Потом было найдено, что поляризация переменная и ее зависимость от длины волны отличается от характерной для межзвездной среды.

Чтобы изучать собственную поляризацию объектов, часто нужно исключить межзвездную поляризацию. При малой степени поляризации можно использовать приближение $P \approx P - P$. Для определения межзвездной составляющей P наблюдают близкие к объекту звезды и определяют для них A_V , P и расстояние. Отношение P/A_V характеризует поляризующую способность среды, и, используя это отношение для данной области и A_V , находим P для объекта. Вопрос с A_V решается рассмотрением зависимости A_V от расстояния. Диффузная межзвездная среда имеет облачную структуру, и это несколько упрощает проблему. Расстояние r до объекта, например, звезды находим из m, M, A_V . Поскольку неизвестны r и A_V , используем итерации.

Комбинация данных об отражательных туманностях, межзвездном поглощении и межзвездной поляризации должна дать сведения о размерах и составе межзвездных пылинок. Теоретический расчет рассеяния света малыми частицами хорошо проработан. Проведено громадное количество вычислений для частиц разного состава, формы и размера. Основной вывод – частицы одного состава не объясняют всех деталей, в частности, кривой покраснения. Наблюдения показывают, что эта кривая не гладкая, и одни детали могут быть приписаны графиту, но для объяснения других нужны добавки. И здесь еще много неясного.

7.4 Межзвездный газ

В 1904 г Гартманн обнаружил, что линии CaII в спектре двойной звезды δ Ori не меняют свое положение со временем. Учитывая то, что это звезда раннего спектрального класса с широкими линиями, а линии CaII узкие, было дано правильное объяснение явлению – линии связаны с межзвездным газом, расположенным на луче зрения. Сначала предполагалось, что облака газ связаны со звездами ранних спектральных классов, но в 1926 г Эддингтон показал, что для поздних спектральных классов обычно наблюдаются близкие звезды и межзвездные линии CaII слабы, а собственные – широки и сильны. Попутно был объяснен факт, почему амплитуды скоростей спектрально-двойных, найденные по линиям CaII, меньше, чем для других линий (следствие блендирования с постоянным компонентом). Спектральные-двойные звезды удобны, поскольку их линии смещаются и дают возможность обнаруживать межзвездные линии. В спектре звезды 66 Эридана и Эддингтон предположил, что звезда находится слишком близко к нам (100 пс), чтобы возникли обнаружимые межзвездные линии.

Вслед за межзвездной линией CaII были обнаружены межзвездные линии OH, NaI D и другие, и был сделан вывод о том, что газ в межзвездной среде может быть молекулярным и по-разному ионизованным. Газ меньше, чем пыль, концентрируется к плоскости Галактики. Мюнч и Зирин нашли облака и на высоких широтах.

У некоторых звезд имеются несколько компонент межзвездных линий, т.е. линии образуются в облаках с разной лучевой скоростью. Быстрые облака меньше (рядом летящие звезды имеют одни и те же мало смещенные сильные компоненты линий и разные более слабые сильно смещенные компоненты).

Ширины линий малы, что говорит о низких температурах в облаках. Характерная температура газа порядка десятков град. Существование ионизованных атомов Ca объясняется

тем, что малая плотность ионизирующего излучения окупается малой концентрацией атомов. Рекомбинации редки, и можно показать, что Ca должен находиться преимущественно даже в состоянии Ca^{++} .

Линии нейтрального водорода находятся не в оптическом диапазоне. Все атомы водорода должны быть в основном состоянии, и следовательно линии поглощения лежат в далекой УФ области (Лаймановская серия). Однако первый энергетический уровень водорода на самом деле двойной (спин и орбитальный момент могут параллельны и антипараллельны). Разность энергий этих подуровней $h\nu = 5.8610^{-6}$ эВ, что соответствует длине волны линии 21.11 см. Переход между подуровнями запрещенный $A = 2.8510^{-15} \text{ с}^{-1}$, т.е. переход происходит один раз за 11 млн лет для одного атома. Однако количество атомов настолько велико, что линию можно наблюдать. Это предсказал ван де Хюлст в 1945 г., в 1949 г. Шкловский подробно разработал теорию, а в 1951 г. линия в эмиссии была обнаружена в США (Гарвард), Голландии и Австралии. Для этой линии лучевая скорость 30 км/с соответствует смещению 142 КГц, а приборы уже давно позволяют выделять полосу в 1 КГц. Поэтому можно с хорошей точностью определять лучевые скорости облаков и изучать строение Галактики. Наблюдается и поглощение на длине волны 21 см, когда на источник излучения в непрерывном спектре накладывается облако HI.

В радиодиапазоне можно наблюдать радиорекомбинационные линии ионизованного водорода. После ионизации атома водорода происходят рекомбинация на верхний уровень с последующими переходами к основному уровню. Плотность газа мала, и все уровни в какой-то степени оказываются населенными. Поэтому, например, наблюдается линия $H_{109\alpha}$ для перехода между 110 и 109 уровнями и другие радиорекомбинационные линии. Размеры областей III меньше размеров областей CaIII, поскольку потенциал ионизации водорода (13.6 эВ) больше потенциала ионизации Ca^+ (12.0 эВ). Чтобы образовывалась линия $H_{109\alpha}$, необходима низкая концентрация атомов, т.е. излучает периферия областей III.

Молекулы в межзвездной среде были обнаружены в 1930-х годах, когда некоторые межзвездные линии были отождествлены с электронными переходами двухатомных молекул (CH^+ , CH, CN). Первое систематическое исследование межзвездных молекул по спектрам звезд (линии поглощения) произвел Адамс в 1949 г.

Рассмотрим энергетические уровни молекулы. Ее внутренняя энергия равна сумме вращательной и колебательной энергий и энергии электронов $E = E + E + E$. Энергетические уровни квантованы и таковы, что при вращательных переходах линии лежат в радио и далеком ИК диапазонах, при колебательных – в ближней ИК и видимой областях, при электронных – в видимой и УФ областях. Сильные линии дают молекулы формальдегида (H_2CO), гидроксила (ОН), воды (H_2O), водорода (H_2), окиси углерода (CO). Сложные системы уровней этих молекул рассчитаны и приведены во многих учебниках. У молекулы H_2 нет линий в видимой области, и в УФ диапазоне они впервые наблюдались в 1970 г. Трудность в том, что эти линии можно наблюдать только в поглощении и нужен яркий фон – излучение в континууме звезд ранних спектральных классов.

Межзвездные молекулы могут образовываться двумя способами:

- 1) вследствие химических реакций в газовой фазе (например, CH, CO, для которых нет корреляции между интенсивностью линий и E_{B-V});
- 2) в процессах на поверхности пылинок (H_2 , H_2CO и др., включая все сложные молекулы).

Разрушение сложных молекул происходит под действием УФ излучения. Поэтому для их существования нужно экранировать это излучение, что осуществляется, например, в темных облаках.

Вообще межзвездная среда делится на:

- 1) ионизованный столкновениями корональный газ ($T \sim 10^6$ К, $n \sim 10^{-2} \text{ см}^{-3}$);
- 2) нейтральный и слабо ионизованный газ, образующий межоблачную среду ($T \sim 10^3 - 10^4$ К,

$n \sim 10^{-1} \text{ см}^{-3}$);

3) облака, погруженные в эту среду:

а) диффузные облака, дающие поглощение $A_V < 3^m$ ($T \sim 10^2 - 10^3 \text{ К}$, $n \sim 1 - 10^2 \text{ см}^{-3}$);

б) темные (плотные) облака, имеющие A_V до 5^m ($T \sim 10 - 10^2 \text{ К}$, $n \sim 10^2 - 10^4 \text{ см}^{-3}$);

в) молекулярные облака, имеющие A_V до $10 - 50^m$ ($T \sim 10 - 10^2 \text{ К}$, $n \sim 10^3 - 10^6 \text{ см}^{-3}$).

Размер диффузных облаков ~ 5 пс, масса может достигать нескольких сотен M_\odot . Размер плотных облаков – десятки парсек, массы – тысячи M_\odot . Молекулярные облака могут простираяться на сотни парсек, а их масса составлять $10^5 - 10^6 M_\odot$.

Последние облака могут изучаться только при наблюдениях в радиодиапазоне, поскольку поглощение в видимой области огромно. Например, в линиях гидроксила ОН на длине волны 18 см (основные линии на 1665 и 1667 МГц, спутниковые – на 1612 и 1720 МГц). При гидростатическом равновесии отношение интенсивности основных линий 5:9, и обычно оно и имеется. Линии яркие и можно строить карты распределения гидроксила. Сравнение с распределением водорода, определенным по линии 21 см, показало устойчивую корреляцию $N(\text{ОН})/N(\text{H}) \sim 10^{-6}$.

Молекулярные облака наблюдают и в линиях СО. Найдена четкая корреляция $N(\text{СО})/N(\text{H}_2) \approx 10^{-6}$. Это важно, поскольку молекулярный водород наблюдать сложно (УФ линии поглощения на ярком фоне), а линии СО наблюдают в радиодиапазоне с поверхности Земли. По этим линиям можно получить хорошие оценки размеров и масс облаков. Отметим, что молекулярный и атомарный водород распределены в Галактике по-разному: имеется кольцо молекулярного водорода на расстоянии от центра 5–10 пс и диск из атомарного водорода на расстоянии, большем 12 пс.

Мазеры. Некоторые источники показывают anomalously большую яркость в линиях ОН (18 см), H_2O (1.35 см), SiO, H_2CO и др. Оказалось, что эти источники, называемые мазерными, сосредоточены в молекулярных облаках. Для них характерны: малые размеры и исключительно высокая яркость (яркие точки), поляризация (иногда полная) и переменность излучения, различие скоростей разных компонентов (до десятков км/с). Мазерные источники – компактные области НП. Их размеры $10^{-2} - 10^{-1}$ пс, плотность $10^5 - 10^6 \text{ см}^{-3}$, температура $T_e \sim 10^4 \text{ К}$. Если какой-то уровень (например, n_2) перенаселен, то переход с этого уровня вызывает вынужденное излучение других молекул в том же направлении (что-то типа лазерного излучения). Создание перенаселенности – проблема накачки мазера. Разные способы ее решения имеют свои трудности.

Отметим Крабовидную туманность (M1) – туманность с весьма необычными свойствами. У нее очень сильный непрерывный спектр, и вид в линии H_α (система волокон) существенно отличается от изображения в непрерывном спектре (аморфная структура). До конца 1940-х интерпретировать это не могли (нужна очень высокая температура $T \sim 10^6 \text{ К}$, но тогда получается неоправданно большая масса). Потом стало ясно, что это остаток сверхновой 1054 г. Проблемой было объяснить, откуда появляется непрерывный спектр? Заметим, что M1 – один из сильнейших радиоисточников на небе. Шкловский предположил, что наблюдается нетепловое (синхротронное) излучение релятивистских электронов. Это сняло проблему массы (масса волокон оказалась порядка M_\odot). Гордон показал, что если это синхротронное излучение, то должна быть сильная поляризация в плоскости, перпендикулярной направлению магнитного поля, и Домбровский обнаружил эту поляризацию – в отдельных частях туманности она достигла 50%, что полностью подтвердило механизм синхротронного излучения. Спектр этого излучения в интервале энергий $E \in [E_0, E_{max}]$ есть

$$N(E)dE = kE^{-\beta}dE, \quad (18)$$

и вне этого интервала $N(E) = 0$. Тогда поток на частоте ν есть

$$F_\nu = CkH_\perp^{\frac{\beta+1}{2}} \nu^{-\frac{\beta-1}{2}} \int_{\nu/\nu_c}^{\infty} x^{\frac{\beta-3}{2}} F(x) dx, \quad (19)$$

где $\nu_c = \text{const} H_\perp E_{max}^2$. Таким образом, получаем степенной спектр $F_\nu \sim \nu^{-\alpha}$, где $\alpha = \frac{\beta-1}{2}$. Степень поляризации излучения равна $P = \frac{3\beta+3}{3\beta+7} = \frac{6\alpha+6}{6\alpha+10}$. При α меняющемся от 0.5 до 3 степень поляризации P возрастает от 69 до 86%.