

тона вплоть до энергий $h\nu \sim m_e c^2 \sim 511$ кэВ, где m_e — масса покоя электрона, и равно томсоновскому сечению рассеяния на свободном электроне $\sigma_T = 6.64 \cdot 10^{-25}$ см². Для более энергичных фотонов сечение комптоновского рассеяния уменьшается $\sigma_{KN} \sim \sigma_T / (h\nu)$ (формула Кляйна–Нишины). Фотоны высоких энергий взаимодействуют с электронами в атомах или ионах так же, как со свободными электронами, поэтому если в ионе имеется Z электронов, то полное сечение рассеяния для него равно $Z\sigma_{KN}$. Рассеяние на ядрах всегда в $(m_e/m_N)^2$ меньше и не играет заметной роли в разреженной межзвездной среде.

Для гамма-квантов с энергией $h\nu > 2m_e c^2 \approx 1$ МэВ определяющим процессом может оказаться рождение электрон–позитронных пар. Однако рождение пары из-за сохранения импульса невозможно в вакууме, оно происходит или в поле ядра, или в магнитном поле.

Прохождение жестких квантов и энергичных частиц через вещество часто характеризуют величиной проникаемости, обратной непрозрачности, $1/\kappa$ [г/см²] (фактически это длина свободного пробега кванта, умноженная на плотность среды). Для гамма-квантов высоких энергий (> 1 МэВ) проникаемость вещества примерно равна его проникаемости для заряженных частиц с той же самой энергией и численно составляет $\sim 2 - 10$ г/см². Из рисунка 4.2 видно, что вся Галактика прозрачна для квантов, начиная с мягкого рентгеновского диапазона ($\lambda < 10\text{Å}$, $h\nu > 1$ кэВ).

4.3. Физические особенности разреженной космической плазмы

4.3.1. Запрещенные линии

Отличительной характеристикой излучения, возникающего в оптически тонкой разреженной среде, является излучение атомов в *запрещенных линиях*. Запрещенные спектральные линии — это линии, образующиеся при переходах в атомах с метастабильных уровней, т. е. запрещенные правилами отбора для электрических дипольных переходов. Характерное время жизни атома в метастабильном состоянии — от 10^{-5} с до нескольких суток и более. При высоких концентрациях частиц ($n \sim 10^{19}$ см⁻³ в земной атмосфере, $n_e \sim 10^{16}$ см⁻³ в солнечной фотосфере) столкновения частиц (т. н. удары второго рода) снимают возбуждение атомов, и запрещенные линии не наблюдаются из-за крайней слабости.

При малых плотностях интенсивность излучения в линиях не зависит от вероятности перехода, которая равна обратному времени жизни возбужденного электрона на метастабильном уровне, поскольку малая вероятность перехода компенсируется большим числом атомов в метастабильном состоянии. В условиях ЛТР относительная заселенность энергетических уровней ионов определяется формулой Больцмана, не зависит от концентрации свободных электронов и экспоненциально спадает для высоких уровней. Если ЛТР нет, то заселенность энергетических уровней следует рассчитывать из баланса элементарных процессов возбуждения и деактивации. Рассмотрим, например, *корональное приближение*, когда возбуждение атомов осуществляется только электронными ударами. Это приближение применимо к разреженной плазме солнечной короны и к плазме вокруг источников, у которых фотоионизацией можно пренебречь (например, внутри остатков сверхновых). Для грубых оценок оно может быть применено и к межзвездным областям III. В этом приближении стационарная населенность любого (скажем, k -го) уровня N_k атома или иона элемента X будет определяться частотой его столкновений с электронами, которая прямо пропорциональна плотности свободных электронов n_e и обратно пропорциональна полной вероятности перехода (в единицу времени) на нижележащие уровни:

$$N_k \sim n_e / \sum_{1 \leq i < k} A_{ki},$$

где A_{ki} [1/с] — вероятность перехода на i -й уровень (т. е. обратное время жизни электрона в возбужденном состоянии). Мощность излучения в единице объема на частоте перехода ν_{kj} с уровня k на уровень $j < k$ составляет $\Delta E_{kj} / (\Delta t \cdot \Delta V) = (N_k A_{kj}) n_X h \nu_{kj}$, где n_X — концентрация атомов (ионов) элемента X , которую обычно записывают через относительную долю α_X концентрации атомов водорода, $n_X = \alpha_X n_H$.

Отсюда следует, что $\Delta E_{kj} / (\Delta t \cdot \Delta V) \sim n_H n_e \sim n_e^2$. Фактор $\left(\frac{A_{kj}}{\sum_i A_{ki}} \right)$ может быть близок к 1 (например, для нижних возбужденных уровней). Это означает, что мощность излучения в объеме V как в разрешенных, так и в запрещенных линиях в корональном приближении определяется величиной

$$\frac{dE_{kj}}{dt} \sim \int n_e^2 dV, \quad (4.3)$$

которая называется *объемной мерой эмиссии*. Интенсивность линий излучения (поверхностная яркость) газового образования определяется в этом случае *линейной мерой эмиссии*

$$ME = \int n_e^2 dl \quad (4.4)$$

и измеряется в единицах [пк/см⁶]. Наблюдения позволяют обнаружить излучение объектов с $ME > 30$ пак/см⁶, а с использованием специальной методики — с $ME \sim 1-10$ пак/см⁶. Для ярких областей НП ME может достигать 10⁶ пак/см⁶.

Наиболее яркие запрещенные линии, встречающиеся в газовых планетарных туманностях и зонах ионизованного водорода НП вокруг горячих звезд, — это дублет дважды ионизованного кислорода [OIII] (N_1 44959 Å, N_2 45007 Å), УФ линии однократно ионизованного кислорода [OII] 43727 Å, а также ионов SII, NII и др. Сравнительная интенсивности линий иона OIII 43633 Å (метастабильный третий уровень) и дублета N_1 и N_2 (метастабильный второй уровень), можно определить температуру газа, т. к. относительная заселенность этих уровней определяется тепловыми скоростями электронов.

Некоторые эмиссионные линии в спектре солнечной короны удалось расшифровать лишь в 1942 г. как запрещенные эмиссии многократно (от 12 до 15 раз) ионизованных атомов Fe, Ni, Ca (температура короны превышает миллион градусов, поэтому степень ионизации тяжелых ионов очень велика). Характерная оптическая запрещенная линия солнечной короны — зеленая линия [FeXIV] 45302.86 Å. В рентгеновском спектре короны видны запрещенные, резонансная и интеркомбинационная (переход с изменением спина) линии гелия примерно равной интенсивности.

4.3.2. Излучение нейтрального водорода в линии 21 см

Важнейшей запрещенной линией МЗС является радиолиния нейтрального (атомарного) водорода 21 см. Эта линия возникает при переходе между подуровнями сверхтонкой структуры $1^2S_{1/2}$ уровня водорода, связанными с наличием спина у электрона и протона (верхний подуровень соответствует параллельным спинам электрона и протона, нижний — антипараллельным спинам, частота перехода $\nu_{10} = 1420.40$ МГц). Линия была теоретически предсказана Ван ден Хюлстом (Голландия) в 1944 г. и независимо рассчитана

И. С. Шкловским в 1949 г., а обнаружена в 1951 г. Радиолиния водорода 21 см остается одной из основных линий для исследования газа в нашей и других галактиках.

Вероятность этого перехода $A_{10} = 2.9 \cdot 10^{-15} \text{ с}^{-1}$ (т. е. 1 раз в 11 млн. лет!). Возбуждение происходит через столкновения нейтральных атомов друг с другом. Расчет населенностей уровней для атомов с большим временем жизни в метастабильном состоянии дает $n_1 = n_H/4$, $n_0 = 3n_H/4$, где n_H — концентрация атомов водорода.

Объемный коэффициент излучения в линии записывается как

$$j_\nu = \frac{h\nu_{10}}{4\pi} n_1 A_{10} \phi(\nu),$$

где $\phi(\nu)$ — профиль линии, а фактор 4π предполагает изотропное излучение. В оптически тонкой среде интенсивность линии излучения $I_\nu \approx \int j_\nu dl$ и, таким образом, пропорциональна числу атомов водорода на луче зрения: $I_\nu \sim N_H = \int n_H dl$.

Если облако водорода оптически толстое, то $I_\nu \simeq B_\nu$ (см. главу 2), и по измерениям интенсивности линии 21 см можно получить оценку физической температуры газа T_s , которая оказывается порядка 100 К.

Если сквозь облако HI наблюдается радиоисточник с яркостной температурой $T_{b,0} \gg T_s$, то измеряемая яркостная температура

$$T_b = T_s(1 - e^{-\tau_\nu}) + T_{b,0}e^{-\tau_\nu} \simeq T_{b,0}e^{-\tau_\nu},$$

и вместо линии излучения видна линия поглощения 21 см. Измеряя яркостную температуру в спектре радиоисточника вне линии 21 см и сравнивая ее с яркостной температурой внутри линии, можно определить τ_ν .

Исследования радиолинии 21 см позволили установить, что нейтральный водород в галактике в основном заключен в очень тонком (с полутолщиной около 200 пк) слое около плоскости Галактики. На периферии (10–12 кпк от центра) слой изгибается и его толщина возрастает до 1 кпк. В распределении HI отчетливо прослеживаются спиральные рукава Галактики. Внутри рукавов водород распределен неравномерно, образуя вытянутые неоднородные комплексы размером в несколько сотен парсек. Зеемановское расщепление абсорбционных компонент линии 21 см у сильных радиоисточников используется для оценки магнитного поля внутри облаков ($10^{-4} - 10^{-5}$ Гс). Излучение HI наблюдается от многих других

галактик. По его интенсивности определяют массу нейтрального водорода, а по измерению скорости вращения HI оценивают полную массу галактики.

У других химических элементов также существует сверхтонкое расщепление основного уровня, однако попытки обнаружить соответствующие (слабые) линии пока не привели к успеху.

4.3.3. Вмороженность магнитного поля

Важнейшим компонентом МЗС, во многом определяющим ее динамику, является крупномасштабное магнитное поле Галактики. Среднее значение магнитного поля вблизи плоскости Галактики — около 10^{-6} Гс. В условиях космической плазмы магнитное поле в подавляющем большинстве ситуаций можно считать *вмороженным* в среду. Вмороженность магнитного поля означает сохранение магнитного потока через любой замкнутый проводящий контур при его деформации: $\int_S \mathbf{B} d\mathbf{S} = \text{const}$. В лабораторных условиях магнитный поток можно считать сохраняющимся в средах с высокой электропроводностью σ . Напомним, что электропроводность — макроскопическая характеристика среды, входящая в закон Ома. При отсутствии магнитного поля плотность тока (сила тока через поверхность единичной площади, перпендикулярную направлению тока) пропорциональна напряженности электрического поля $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$. С микроскопической точки зрения электропроводность связана с силой трения, которая возникает из-за взаимодействия переносчиков тока — электронов с ионами. Для полностью ионизованной плазмы без магнитного поля, в которой преобладают процессы кулоновских соударений частиц, электропроводность определяется концентрацией частиц $n_e = n_i$ и временем кулоновского столкновения между электронами и ионами τ_{ei} . Плотность тока $j = n_e e \tilde{v}$, стационарная скорость потока электронов \tilde{v} определяется балансом ускорения в электрическом поле E и торможением при кулоновских соударениях с ионами, т. е. находится из условия $m\tilde{v}/\tau_{ei} = eE$. Отсюда следует:

$$\sigma = j/E = \frac{n_e e^2 \tau_{ei}}{m_e} \simeq 10^{13} (\text{c}^{-1}) \left(\frac{T}{10^4 \text{K}} \right)^{3/2} \frac{1}{\ln \Lambda}. \quad (4.5)$$

Здесь учтено, что $\tau_{ei} \sim T^{3/2}/n_e$. Кулоновский логарифм $\ln \Lambda \approx 10$ учитывает «дальние» взаимодействия между частицами.

В пределе бесконечной электропроводности (идеально проводящая среда) бесконечно малое электрическое поле вызывало бы рост тока до бесконечно большой величины. Следовательно, в приближении идеальной проводимости электрическое поле в системе координат, связанной с движущейся средой, должно равняться нулю. Движение идеально проводящей среды удобно интерпретировать в терминах «вмороженности» магнитного поля в среду. Действительно, если движущийся проводник пересекает силовые линии магнитного поля, в нем возбуждается ЭДС, препятствующая изменению магнитного потока, а потому идеальный проводник своим движением должен увлекать силовые линии магнитного поля так, как если бы они были в него «вморожены». Идеально проводящая плазма движется так, как если бы ее частицы были «приклеены» к силовым линиям магнитного поля (но могут двигаться вдоль силовых линий).

Реальная космическая плазма далеко не идеальна (см. ниже), поэтому «вмороженность» магнитного поля в плазму следует понимать в том смысле, что требуется большое время для изменения магнитного потока через проводящий контур при его деформациях. Иными словами, нужно сравнивать время диссипации магнитного поля из-за конечной электрической проводимости плазмы с характерным масштабом времени рассматриваемого физического процесса (временем сжатия облака газа, периодом его вращения и т. д.).

Покажем, что вмороженность магнитного поля в плазму является хорошим приближением для космических объектов из-за их больших размеров. Рассмотрим объем плазмы V , в котором текут токи с плотностью j . В соответствии с уравнениями Максвелла, токи порождают магнитное поле \mathbf{B} так что $\text{rot}\mathbf{B} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{j} \sim \mathbf{B}/R$, где R — размер рассматриваемой области с характерным значением напряженности поля \mathbf{B} . Ток в плазме с конечной проводимостью затухает из-за джоулевых потерь, связанных со столкновениями электронов с ионами. Выделяемое тепло в единицу времени в единичном объеме плазмы $q = j^2/\sigma$. Поскольку магнитная энергия в единице объема $E_m = B^2/8\pi$, характерное время ее диссипации (и соответствующее затухание магнитного поля) в объеме с размером R определяется как

$$t_d = \frac{E_m}{q} \sim \frac{B^2/8\pi}{j^2/\sigma} \sim \frac{2\pi\sigma}{c^2} R^2 \quad (4.6)$$

(эта оценка с точностью до фактора 2 совпадает с точным выражением для времени диффузии магнитного поля).

Как следует из выражения (4.5), проводимость полностью ионизованной плазмы не зависит от плотности, пропорциональна $T^{3/2}$ и для условий МЗС лежит в пределах $10^{13}-10^{16}$ [с⁻¹] (примерно на порядок хуже, чем у меди). Однако из-за больших объемов космической плазмы время затухания магнитного поля оказывается больше характерных времен изменения формы или размеров объекта, пронизываемого полем. Это и означает, что поле ведет себя как замороженное в газ, и поток через замкнутый контур сохраняется. Например, при сжатии облака плазмы поперек поля величина магнитного поля возрастает, а при расширении газа уменьшается. В зависимости от соотношения плотностей энергии магнитного поля $B^2/8\pi$ и кинетической энергии газа $\rho v^2/2$, в условиях замороженности либо поле управляет движением газа (например, в атмосфере Солнца), либо, наоборот, движение газа определяет величину и конфигурацию поля (солнечный ветер, расширяющиеся газовые оболочки).

Вмороженность магнитного поля в плазму является хорошим приближением практически во всех астрофизических ситуациях (даже при динамическом коллапсе ядер звезд — из-за короткого характерного времени последнего). Однако в малых масштабах это приближение может не выполняться, особенно в областях резкого изменения поля. Эти области характеризуются резкими поворотами магнитных силовых линий. Примером может служить нарушение вмороженности поля при солнечных вспышках, возникающих в областях с большим градиентом магнитного поля.

4.4. Объемный нагрев и охлаждение МЗС

Прозрачность отдельных областей МЗС для жесткого электромагнитного излучения и быстрых заряженных частиц (космических лучей) определяет специфику нагрева и охлаждения газа. Энергия, выделившаяся в какой-либо области пространства, уносится электромагнитными квантами на большие расстояния, поэтому МЗС охлаждается по всему объему.

Для характеристики охлаждения используют *объемный коэффициент охлаждения* $\Lambda(n, T)$ [эрг/(см³·с)]. Теплопроводность не способна передать тепло от удаленного источника энергии, поэтому нагрев также определяется процессами, прогревающими среду сразу в больших объемах. Для характеристики нагрева используют *коэффициент объемного нагрева* $\Gamma(n, T)$ [эрг/(см³·с)].