

в жизни звезды и представляет собой катастрофу, являющуюся каким-то существенным и поворотным моментом в звездной эволюции.

VIII. МЕЖДУЗВЕЗДНАЯ МАТЕРИЯ

1. Общее поглощение и темные туманности. Исследования Габбла ¹⁾ установили, что распределение внешних галактик в пространстве, о котором мы можем судить в известной мере по распределению их видимых величин, является приблизительно равномерным для всякого направления, отстоящего от галактического экватора более 20° . Однако абсолютное число галактик до данной величины уменьшается по мере удаления от галактических полюсов, доходя буквально до нуля в „зоне избегания“, простирающейся в обе стороны от галактического экватора приблизительно на 15° . В некоторых местах эта зона избегания шире, чем в других. Поскольку распределение внешних галактик не может зависеть от галактической широты, под которой мы их наблюдаем, единственным вероятным объяснением этого явления должно быть предположение о существовании поглощающей материи, сосредоточенной близ плоскости галактики. Наблюдения установили наличие такой концентрации поглощающей материи к плоскости симметрии и в других галактических системах. У многих галактик, ориентированных таким образом, что мы находимся в плоскости их экватора, наблюдаются темные полосы вдоль экватора.

Оптическая толщина темной материи в направлении, перпендикулярном галактической плоскости, насколько можно судить по видимому распределению внегалактических туманностей, не превосходит половины. В направлениях же, совпадающих с галактической плоскостью, она по меньшей мере равна нескольким единицам, ибо свет внегалактических туманностей в этих направлениях практически полностью поглощен.

О природе частиц, производящих это общее поглощение, мы знаем очень немного. Нет сомнений в том, что это твердые частицы. В самом деле, в одном из следующих параграфов мы увидим, что плотность междузвездного газа не настолько велика, чтобы производить общее поглощение. Междузвездный газ производит поглощение лишь в отдельных линиях. Жидкие частицы не могут существовать в междузвездном пространстве, так как вследствие низкой температуры они бы замерзли (за исключением может быть He).

Предположение о том, что поглощение в основном производится твердыми частицами размерами больше 1 см , дает для массы темной материи значение, превосходящее массу галактики, которая приближенно известна из теории галактического вращения.

Таким образом поглощающая темная материя представляет собой мелкую космическую пыль, которая представлена в солнечной системе метеорами.

¹⁾ Astrophysical Journal, 79, 8, 1934.

Наряду с общим поглощением в галактической системе встречается и локальное поглощение, обнаруживаемое по аномальной бедности звездами того или иного участка неба. В этом случае говорят о темных туманностях. Об их существовании мы следовательно узнаем по производимому ими поглощению света лежащих за ними звезд. Во многих случаях полное поглощение, производимое такими темными туманностями, достигает от двух до четырех звездных величин. Следовательно и оптическая толщина их колеблется от двух до четырех. Оказывается, что во многих случаях поглощение, производимое этими туманностями, неселективное или обладает очень малой селективностью. Поскольку частицы, размеры коих меньше длины волны, рассеивали бы свет по закону Рэлея (по которому коэффициент рассеяния обратно пропорционален четвертой степени длины волны), то надо допустить, что размеры частиц превосходят длину волны, так как в этом случае поглощение должно быть нейтральным. Поэтому не будет большой ошибки сказать, что материя, составляющая темные туманности, состоит из частиц размерами от одного микрона до сантиметра.

2. Селективное поглощение. Когда поглощение имеет селективный характер, то его легче изучать, так как основными данными для этого являются лишь цвета звезд. В настоящее время твердо установлено ¹⁾ покраснение звезд типа *B*, находящихся вблизи плоскости галактики, по мере удаления их от нас. При удалении звезды на 1000 парсек колор индекс ее увеличивается в среднем на $0^m,30$. Ряд статистических исследований показывает, что при этом в визуальных лучах поглощение тоже порядка $0^m,30$. Следовательно, в фотографических лучах оно порядка 0,60. Это уже приблизительно соответствует закону Рэлея. Следовательно здесь мы имеем дело с частицами, малыми по сравнению с длиной волны. Установлено, что селективное поглощение отличается большей неравномерностью. Оно зависит и довольно нерегулярным образом от галактической долготы. Возможно, что селективное космическое поглощение есть лишь одно из проявлений общего поглощения, о котором говорилось выше и которое обуславливает габбловскую зону избегания внегалактических туманностей.

3. Газовый компонент междузвездной материи. Еще в 1904 г. Гартман ²⁾ заметил, что в спектрально-двойной звезде δ Orionis каждая из линий *H* и *K* кальция состоит из двух компонент, из которых один вместе со всеми другими линиями принимает участие в колебаниях около некоторого среднего положения, вызываемых орбитальным движением звезды, а другой остается неподвижной. Эти неподвижные линии были приписаны облаку кальция, находящемуся между звездой и нами. Впоследствии было обнаружено, что „неподвижные“ линии встречаются не только в спектрах спектрально-двойных звезд, но и в спектрах

¹⁾ См. например, J. Stebbins and C. H. Nuffer, 15, 217, 1934.

²⁾ Astrophysical Journal, 19, 268, 1904.

одиночных звезд типа *B*, обнаруживая себя тем, что для них доплеровское смещение отлично от смещения, определенного по всем остальным линиям. С другой стороны, было установлено, что интенсивность этих линий поглощения растет по мере увеличения расстояния звезды до нее. Отсутствие неподвижных линий кальция у звезд поздних классов было объяснено тем, что они не могут быть обнаружены вследствие большой ширины линий *H* и *K* самой звезды. Все это привело к убеждению, что мы имеем дело не с отдельными облаками кальция, окружающими ту или иную звезду раннего класса, как думали сначала, а что поглощающие атомы распределены более или менее равномерно по всей плоскости галактики, в то время как их концентрация убывает по мере удаления от плоскости галактики. Эта точка зрения блестяще подтвердилась впоследствии, когда было определено вращение галактики по лучевым скоростям, найденным из смещения этих линий.

Наряду с линиями *H* и *K* в спектрах ряда звезд впоследствии были открыты и междузвездные линии D_1 и D_2 натрия в визуальной части спектра. В последнее время открыт еще ряд междузвездных слабых линий, пока еще мало изученных и не вполне отождествленных.

Из них только линия $4300,32 \text{ \AA}$, открытая Данхемом (Dunham), может быть с достаточной уверенностью приписана соединению CN . Почему в данном случае молекулы CN дают линию, а не полосу, будет видно из дальнейшего изложения.

Однако это вовсе не означает, что газовый компонент междузвездного вещества состоит главным образом из кальция и натрия. Нетрудно показать, что присутствие других распространенных элементов в междузвездном пространстве не может привести к поглощению линий в видимой части спектров звезд, вследствие того состояния ионизации и возбуждения, которое должно иметь место в междузвездном пространстве.

Для междузвездного пространства, так же как и для газовых туманностей, характерна сильная дилуция излучения. Вследствие слабости излучения — возбуждение мало. Только ничтожная доля атомов находится на возбужденных уровнях, и поэтому оптическая толщина линий субординатных серий ничтожно мала. Поглощение может происходить только в линиях главной серии. Так, междузвездный водород должен поглощать лишь линии лаймановской серии, которая недоступна нашему наблюдению. Другой распространенный элемент — гелий — в условиях междузвездного пространства должен поглощать еще более коротковолновую часть спектра и т. д. Таким образом ни водород, ни He , ни He^+ не должны давать линий поглощения в видимой части спектра.

Подобно тому, как процент атомов, находящихся на возбужденных электронных уровнях, ничтожно мал, процент молекул, находящихся на возбужденных колебательных и вращательных уровнях, также должен быть ничтожен. Подавляющее большин-

ство атомов должно находиться на основном колебательном и вращательном уровне. Вследствие того, что поглощающие молекулы сосредоточены на основном вращательном уровне (0), вместо каждой полосы мы должны иметь по правилу отбора две линии, соответствующие переходам на вращательные уровни (0) — (1). При этом, очевидно, что наблюдаемые пары линий должны соответствовать переходам с основного колебательного и электронного уровня на другие. В частности в случае молекулы CN мы должны наблюдать пару линий, соответствующих переходу (0, 0) системы ${}^2\Delta \leftarrow {}^2\Pi$ с длинами волн $4300,24 \text{ \AA}$ и $4303,86 \text{ \AA}$. Как указывалось, первая из этих линий действительно наблюдается как междузвездная, вторая же не может быть отделена от линии $4303,82 \text{ \AA}$ (011), наблюдаемый в спектрах звезд ранних типов.

Что касается до степени ионизации, то слабость ионизирующего излучения здесь компенсируется малой плотностью свободных электронов, очевидно меньшей, чем в туманностях. Вычислим, какова степень ионизации для кальция и натрия.

4. Ионизация междузвездного вещества. Характер излучения в междузвездном пространстве отличается от излучения в туманностях тем, что здесь мы имеем дело с разреженным излучением не одной центральной доминирующей звезды, а со сравнимыми друг с другом по количеству излучениями большого числа звезд, обладающих притом различной температурой.

Пусть $4\pi dW$ будет суммарный телесный угол, под которым видны из некоторой точки междузвездного пространства все звезды, температуры коих заключаются между T и $T + dT$. В таком случае, пренебрегая поглощением, мы получим для плотности излучения в частоте ν :

$$q_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \int \frac{dW}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \int_0^\infty \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \frac{dW}{dT} dT. \quad (8.1)$$

Таким образом плотность излучения q_ν может быть вычислена, если мы знаем $\frac{dW}{dT}$. Надо заметить, что нас интересуют те частоты, которые производят ионизацию атомов Ca, Na, Ca^+ и т. д. Наибольшая часть излучения в этих частотах получается от звезд типов A, B, O и Вольфа-Райе. Точный подсчет функции $\frac{dW}{dT}$ требует применения статистики этих спектральных классов, а также учета статистики диаметров. Однако, в том интервале температур, который здесь играет роль (от 10 000 до 30 000°), мы можем представить $\frac{dW}{dT}$ в виде:

$$\frac{dW}{dT} = \frac{A}{T^n}, \quad (8.2)$$

где A и n — некоторые постоянные. Грубо-приближенное значение показателя n может быть найдено следующим образом: согласно формуле (8.2), телесный угол dW , под которым видны звезды с температурами между T и $T + dT$, пропорционален $\frac{dT}{T^n}$.

Можно считать, что звезд типов $B_8 - A_3$ (температуры которых заключены приблизительно в пределах 10 000 — 14 000°), согласно каталогу Дрепера, в 15 раз больше, чем звезд типа $B_0 - B_5$ (температуры коих заключены между 16 000 и 24 000°). Если бы относительное распределение тех и других по звездным величинам и их поверхностные яркости были одинаковыми, то отсюда следовало бы для n приближенное значение $n = 8$. На самом деле поверхностные яркости у звезд $B_0 - B_5$ раза в два-три больше, чем у $B_8 - A_3$, поэтому при данных видимых яркостях телесные углы, под которыми они видны, во столько же раз меньше и следовательно dW для них меньше, что увеличивает значение n . Однако более горячие звезды относительно чаще встречаются среди ярких звезд. Это увеличивает для них dW и следовательно уменьшает n . Для наших целей мы можем приближенно принять, что эти два фактора компенсируют друг друга, и считать значение $n = 8$ правильным. Такой же грубый подсчет показывает, что $A = 3 \cdot 10^{14}$. Итак,

$$\frac{dW}{dT} = \frac{3 \cdot 10^{14} \text{ град.}^7}{T^8}. \quad (8.3)$$

Подставив (8.2) в (8.1), находим формулу для спектрального состава излучения в рассматриваемой области спектра:

$$\varrho_\nu = \frac{8\pi h\nu^3 A}{c^3} \int_0^\infty \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \frac{dT}{T^n} = \frac{8\pi A k^{n-1}}{c^3 h^{n-2} \nu^{n-4}} \int_0^\infty \frac{x^{n-2}}{e^x - 1} dx. \quad (8.4)$$

Для таких больших значений n , как $n = 8$, мы можем с большей степенью приближения написать:

$$\int_0^\infty \frac{x^{n-2}}{e^x - 1} dx = \int_0^\infty e^{-x} x^{n-2} dx = \Gamma(n-1). \quad (8.5)$$

Итак,

$$\varrho = \frac{8\pi A k^{n-1}}{c^3 h^{n-2} \nu^{n-4}} \Gamma(n-1). \quad (8.6)$$

Обозначим:

$$\frac{8\pi A k^{n-1}}{c^3 h^{n-2}} \Gamma(n-1) = \gamma, \quad (8.7)$$

тогда

$$\varrho_\nu = \frac{\gamma}{\nu^{n-4}}. \quad (8.8)$$

Зная распределение излучения в междузвездном пространстве по частотам, мы можем теперь подсчитать степень ионизации.

Для этого подставим в формулу (7.61), пригодную для всякого случая неравновесного излучения, формулу (8.8) и примем во внимание (7.62), а также максвелловское распределение скоростей свободных электронов. Мы найдем:

$$\frac{n^+ n_e}{n_1} = \frac{c^3 \gamma}{2h^3} \frac{\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{d\nu}{\nu^{n-1}}}{\int_0^{\infty} e^{-\frac{\mu\nu^2}{2kT}} \nu d\nu} \cdot \frac{(2\pi\mu kT)^{3/2}}{4\pi\mu}.$$

Здесь T обозначает уже температуру свободных электронов. Эту формулу можно переписать в виде

$$\frac{n^+ n_e}{n_1} = \frac{(2\pi\mu kT)^{3/2}}{h^3} \frac{A}{T} \left(\frac{k}{h\nu_0}\right)^{n-2} \frac{\Gamma(n-1)}{n-2}. \quad (8.9)$$

Если же величину A , имеющую размерность T^{n-1} , обозначим

$$A = T_1^{n-1},$$

то

$$\frac{n^+ n_e}{n_1} = \frac{(2\pi\mu kT)^{3/2}}{h^3} \frac{T_1}{T} \left(\frac{kT_1}{h\nu_0}\right)^{n-2} \Gamma(n-2). \quad (8.10)$$

Ионизация атомов в межзвездном пространстве обусловлена главным образом звездами типа A и звездами более горячими. Поэтому можно принять $T = 12\,000^\circ$ для температуры электронов. Нужно отметить, что ошибка в знании этой температуры не скажется существенным образом на результате. Тогда, вводя $n = 8$, получим:

$$\frac{n^+ n_e}{n_1} = \frac{5 \cdot 10^9}{\chi^6}, \quad (8.11)$$

где χ — энергия ионизации в электрон-вольтах.

Степень ионизации $\frac{n^+}{n_1}$ могла бы быть отсюда вычислена, если бы мы знали n_e . К сожалению, мы имеем пока скудные данные о значении n_e . Для оценки порядка величины n_e мы поступим так: в следующем параграфе мы увидим из интенсивностей межзвездных линий, что число ионов Ca^+ в цилиндрическом столбе с сечением в 1 см^2 , лежащем в плоскости галактики и длиной 1000 парсек, порядка $3 \cdot 10^{14}$. Но 1000 парсек = $= 3 \cdot 10^{21} \text{ см}$. Поэтому число ионов Ca^+ в 1 см^3 в межзвездном пространстве равно 10^{-7} . С другой стороны, очевидно, что подавляющее большинство атомов кальция в межзвездном пространстве дважды ионизовано. Следовательно полное число атомов кальция во всех стадиях ионизации в единице объема можно принять равным n^{++} . Число свободных электронов, конечно, значительно превосходит $2n^{++}$, так как вероятно,

что в межзвездном пространстве существуют и такие распространенные элементы, как Н, He и т. д. Если примем, что число атомов всех элементов в сто раз превосходит число кальциевых атомов, то полное число свободных электронов в предположении, что от каждого атома в среднем оторван один электрон, будет $100 n^{++}$. Перепишем (8.11) для Ca^+ :

$$\frac{n^{++}}{n^+} n_e = \frac{5 \cdot 10^9}{\chi^6} = \frac{5 \cdot 10^9}{3 \cdot 10^6} \approx 2 \cdot 10^3.$$

Подставим сюда: $n^+ = 10^{-7}$ и $n_e = 100 n^{++}$. Тогда

$$n^{++} = 1,4 \cdot 10^{-3}; \quad n_e = 0,14,$$

$$\frac{n^{++}}{n^+} = 1,4 \cdot 10^4.$$

Принимая, что в основном электроны оторваны от водородных атомов, мы можем из значения n_e заключить о порядке величины плотности межзвездной материи. Получаем:

$$\rho = 2 \cdot 10^{-25} \text{ г/см}^3.$$

Таким образом плотность межзвездного газа в 10^6 раз меньше плотности планетарных туманностей. Общая масса межзвездного газа, если предположить ее простирающейся равномерно на 100 парсек в обе стороны от плоскости галактики и принять радиус галактики равным 10^4 парсек, будет равна:

$$M = 4 \cdot 10^{41} \text{ г} = 2 \cdot 10^8 M_{\odot}.$$

Впрочем, наш подсчет массы является экстраполяцией, так как мы мало знаем о плотности межзвездного газа в далеких от Солнца областях.

Заметим, что если мы вычислим для кальция $\frac{n^+}{n_1}$, пользуясь формулой (8.11), принимая найденное значение n_e , то получим:

$$\frac{n^+}{n_1} = 10^6,$$

т. е. что число нейтральных атомов кальция в столбе с сечением в 1 см^2 и длиной в 1000 парсек должно быть порядка $3 \cdot 10^8$. Поэтому даже резонансная линия нейтрального кальция $\lambda 4227$ не может наблюдаться в виде интенсивной межзвездной линии.

Для натрия мы имеем другую картину. В этом случае большинство атомов находится в однажды ионизованном состоянии, так как второй потенциал ионизации для натрия очень высок (48 В). При $n_e = 0,14$ мы найдем, полагая в (8.11) для Na: $\chi = 5,1$,

$$\frac{n^+}{n_1} = 2 \cdot 10^6. \quad (8.12)$$

Поскольку почти все атомы Na находятся в однажды ионизованном состоянии, то считая, что всех атомов Na во всех стадиях ионизации в три раза больше, чем всех атомов кальция во всех стадиях ионизации (отношение, которое имеет место в солнечной атмосфере), мы получим, что количество ионов Na^+ в 1 см^3 равно $5 \cdot 10^{-3}$. Тогда, по (8.12), $n = 2,5 \cdot 10^{-9}$. Для полного числа нейтральных атомов Na в столбе с поперечным сечением в 1 см^2 и длиной 1000 парсек, найдем: $7,5 \cdot 10^{12}$ в отличие от числа $3 \cdot 10^{14}$ для Ca^+ . Итак, число поглощающих атомов Na в 40 раз меньше, чем ионов Ca^+ . Между тем интенсивности линий поглощения междузвездного натрия приблизительно таковы же, как интенсивности линий междузвездного кальция. По измерениям Билса ¹⁾, линии междузвездного натрия даже чуть интенсивнее. В то же время вероятности переходов для обоих дублетов оказываются одного порядка. Объяснение факта одинаковой интенсивности дублетов, несмотря на значительно большую объемную концентрацию ионов кальция (в 40 раз), было дано Эддингтоном.

5. Интенсивности междузвездных линий поглощения. Контуры междузвездных линий определяются исключительно двумя факторами: затуханием излучения и эффектом Допплера. Последний получается вследствие относительного движения атомов как теплового характера, так и происходящего вследствие макроскопических относительных движений в междузвездной материи. Из последних существенную роль для нас играет дифференциальный эффект галактического вращения. Исследования Пласкета и Пирса показали ²⁾, что междузвездный кальций участвует в галактическом вращении.

Согласно формуле Оорта, радиальная скорость частицы, находящейся от наблюдателя на расстоянии r , являющаяся следствием галактического вращения, равна:

$$v = 0,034 r \sin 2(l - 325^\circ),$$

где r выражено в парсеках. Для каждого заданного направления l радиальная скорость просто пропорциональна расстоянию и очевидно, что при равномерной плотности междузвездного кальция частицы должны быть равномерно распределены по их радиальным скоростям от нуля до значения радиальной скорости частиц, находящихся у поверхности наблюдаемой звезды. При этом мы считаем, что дисперсия тепловых скоростей мала по сравнению с эффектом галактического вращения.

Так как для каждого атома коэффициент поглощения, согласно теории затухания, определяется формулой:

$$k = \frac{a}{\gamma^2 + (\lambda - \lambda_0)^2}, \quad (8.13)$$

где λ_0 — центральная длина волны атома, зависящая от ее радиальной скорости, то оптическая толщина слоя, лежащего между

¹⁾ Monthly Notices, 96, 661, 1936.

²⁾ Publ. Dominion Astrophysical Observatory, 5. № 3. 1933.

нами и звездой, находящейся на расстоянии r в длине волны λ , будет:

$$i_{\nu} = \int \frac{a}{\gamma^2 + (\lambda - \lambda_0)^2} \frac{dN}{d\lambda_0} d\lambda_0, \quad (8.14)$$

где dN — число частиц, центральные длины волн коих заключены между λ_0 и $\lambda_0 + d\lambda_0$. Очевидно, что

$$\frac{dN}{d\lambda_0} = \frac{dN}{dr} \frac{dr}{dv} \cdot \frac{dv}{d\lambda_0} = n \frac{1}{0,034 \sin 2(l - l_0)} \frac{c}{\lambda_0},$$

где n — объемная концентрация поглощающих атомов. Итак,

$$i_{\nu} = \frac{nac}{A\lambda_0} \int_{\lambda_1}^{\lambda_1 + \Delta\lambda_1} \frac{d\lambda_0}{\gamma^2 + (\lambda - \lambda_0)^2}, \quad (8.15)$$

где λ_1 — частота атома, неподвижного по отношению к наблюдателю, а $A = 0,034 \sin 2(l - l_0)$ и $\Delta\lambda = \frac{Ar}{c} \lambda_1$.

Интегрирование дает:

$$i_{\lambda} = \frac{nac}{A\lambda_0\gamma} \operatorname{arctg} \frac{\gamma\Delta\lambda_1}{(\lambda - \lambda_1 - \Delta\lambda)(\lambda - \lambda_1) - \gamma^2}.$$

Рассчитав таким образом оптическую толщину для каждой длины волны внутри линии, мы можем путем вычисления интеграла

$$E = \int (1 - e^{-i_{\lambda}}) d\lambda$$

найти полное поглощение в ангстремах непрерывного спектра. Это интегрирование производится численно. Характер зависимости E от n схематически изображен на рис. 16.

Мы видим, что E возрастает вначале пропорционально n , затем остается постоянным на довольно большом интервале (от $n \approx \frac{\gamma\lambda a}{ac}$ до $n \approx \frac{\lambda\Delta\lambda A}{ac}$),

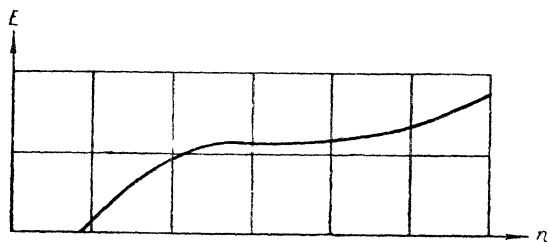


Рис. 16.

в котором n меняется в $\frac{\Delta\lambda}{\gamma}$ раз. Для отдаленных звезд $\frac{\Delta\lambda}{\gamma}$ порядка 1000. Следовательно, если n для Ca^+ и Na будут заключены в этом интервале, то полное поглощение E для них будет одинаково, несмотря на то, что их концентрации относятся как 40:1. Численное вычисление, произведенное на основе указанных выше данных, показывает, что n для Ca^+ и Na действительно заключены в этих пределах. Таким образом равенство интенсивностей Na и Ca^+ не противоречит теории ионизации.

Заметим, однако, что последние работы Меррилла и Билса показали, что распределение межзвездного газа в нашей галактике нельзя считать совершенно непрерывным и что отдельные сгущения этого газа движутся в пространстве с различными скоростями. Особенно показательна в этом отношении работа Билса, установившего, что у ряда звезд межзвездные линии разделены на две компоненты, как если бы свет от этих звезд прошел через два поглощающих облака, обладающих различными радиальными скоростями. Разность радиальных скоростей двух облаков, определенная по различным межзвездным линиям, при этом получается примерно одинаковая.

В свете этих фактов приведенная теория интенсивностей межзвездных линий, пренебрегающая облакообразным распределением межзвездного газа, представляется лишь самым грубым приближением.

6. Межзвездные эмиссионные линии. Поглощая излучение окружающих звезд, ионы межзвездного кальция его рассеивают по всем направлениям. Поэтому в низких галактических широтах на темном фоне неба должны наблюдаться очень слабые эмиссионные линии *H* и *K*. Интересно, однако, что, возбуждаясь под действием излучения звезд, ионы Ca^+ могут спонтанно перейти как назад в основное состояние, так и в метастабильное состояние $3D$, откуда опять попадут в нормальное состояние, излучая запрещенный инфракрасный дублет $1S-3D$. Надо думать, что в этой линии эмиссия будет несколько сильнее, потому что кванты *H* и *K* могут быть поглощены вторично, и опять будет существовать вероятность излучения запрещенного дублета и т. д. Поскольку для обнаружения эмиссии необходимо вести спектрографирование возможно более низких галактических широт, то большой помехой будет фон слабых звезд, т. е. Млечный Путь, так как нетрудно понять, что интенсивность рассматриваемых линий будет в несколько раз меньше, чем интенсивность спектра Млечного Пути в рассматриваемой области длин волн.

IX. ДИФFUЗНЫЕ ТУМАННОСТИ

Мы видели, что излучение планетарной туманности возбуждается ее центральной звездой. Выше уже упоминалось, что свечение диффузных туманностей также вызывается звездами, их освещающими. Однако, в то время как у планетарных туманностей освещающая звезда расположена в центре симметрии, у диффузных туманностей, вследствие неправильности формы, вообще нет центра симметрии, и освещающая звезда часто находится вне пределов туманности. Поэтому иногда трудно решить, какая же из звезд вызывает свечение данной диффузной туманности.

Как уже упоминалось, Габблу удалось показать, что каждой диффузной туманности можно привести в соответствие некоторую звезду — обычно сверх-гигант, которая находится вблизи