

или O , то эта туманность превращается в газовую (полностью или частично). С этой точки зрения заслуживает упоминания тот факт, что, по наблюдениям, среди рефлексионных туманностей нет таких, которые были бы освещены звездами B_0 и O . Между тем, если бы пылевые туманности при приближении к таким звездам продолжали оставаться чисто пылевыми, они должны были бы давать непрерывный спектр того же типа (B_0 или O). Мы пока не знаем, каков механизм выделения газов из пыли при приближении туманности к горячей звезде, но очень вероятно, что этот механизм физически тождественен с механизмом истечения газов из твердых частиц ядра кометы при приближении последней к Солнцу.

Поскольку не все диффузные туманности находятся внутри объемов, освещенных звездами, то несомненно, что многие диффузные туманности должны остаться неизвестными для нас. Оказывается, что сумма всех объемов, освещенных всеми звездами, составляет примерно $\frac{1}{2000}$ объема всей галактики. Поэтому полное число всех диффузных туманностей на доступном расстоянии должно быть примерно в 2000 раз больше, чем число наблюдаемых, т. е. освещенных туманностей.

Изложенная точка зрения не позволяет установить непосредственную эволюционную связь между планетарными туманностями и диффузными туманностями, и возможно, что механизм образования диффузной туманности сильно отличается от механизма образования планетарной туманности.

Интересно отметить, что, обладая способностью рассеивать падающее на них излучение, диффузные туманности тем самым ослабляют свет звезд, находящихся за ними. Так например, известно, что туманность Ориона сильно ослабляет свет лежащих за нею звезд.

Очевидно, что это свойство диффузных туманностей производить ослабление света находящихся за ними звезд они сохраняют и в тех случаях, когда они не освещены. Если это ослабление будет сильным (больше звездной величины), то это будет бросаться в глаза, и мы будем наблюдать „темную“ туманность. Среди очень большого числа неосвещенных туманностей некоторые по крайней мере обладают такой оптической толщиной.

Таким образом мы приходим к заключению, что „темные“ туманности и „светлые“ туманности являются объектами одного и того же рода, т. е. частными случаями многочисленного класса диффузных туманностей.

Х. КОМЕТЫ

1. Отталкивательная сила, испытываемая молекулами газов, входящих в комету. Как известно, при приближении кометы к Солнцу из ядра ее происходит истечение газов по направлению к солнцу. Эти газы главным образом (C_2 , CN), а также пылевые частички, согласно механической теории кометных форм Бреди-

хина, испытывают отталкивание со стороны Солнца, в результате чего и наблюдается образование своеобразных форм комет. Мы не будем излагать здесь формальной стороны теории Бредихина, отсылая интересующихся к книге проф. С. В. Орлова „Кометы“. Остановимся на самой природе отталкивательной силы. Уже со времени экспериментального доказательства П. Н. Лебедевым существования светового давления неоднократно высказывалось мнение, что отталкивательная сила, наблюдаемая в хвостах комет, представляет собой давление солнечного света на газы. Подсчитаем силу светового давления, испытываемую произвольной молекулой массы m на некотором расстоянии r от Солнца, когда коэффициент дилуции солнечного излучения равен W . Пусть $\varrho_{\nu s}$ будет плотность черного излучения при температуре Солнца в частоте ν ; тогда плотность излучения Солнца в этой частоте на расстоянии r от центра Солнца будет $W\varrho_{\nu s}$ и количество возбуждений, испытываемых молекулами, находящимися в единице объема в основном электронном состоянии за время dt , будет

$$nW\varrho_{\nu s}B_{1 \rightarrow 2} dt,$$

где $B_{1 \rightarrow 2}$ — вероятность перехода в результате поглощения светового кванта с основного электронного уровня на ближайший возбужденный. Вероятности переходов на более высокие уровни мы не учитываем, ибо они будут помножаться на плотности $\varrho_{\nu s}$ в более высоких частотах и, следовательно, меньшие по величине.

При каждом переходе поглощается квант $h\nu$, где ν — средняя частота, соответствующая данному электронному переходу (т. е. связанной с ним системе полос), и поэтому импульс, получаемый этими молекулами от световых квантов за время dt в радиальном направлении, будет равен

$$nW\varrho_{\nu s}B_{1 \rightarrow 2} \frac{h\nu}{c} dt.$$

С другой стороны, импульс, получаемый от солнечного притяжения теми же атомами, равен

$$\frac{GMm}{r^2} dt$$

и направлен в противоположную сторону. Здесь M — масса Солнца. Таким образом для отношения этих приращений импульсов, т. е. для отношения силы светового давления к силе притяжения, мы будем иметь:

$$\frac{f}{g} = W r^2 \frac{B_{1 \rightarrow 2} \varrho_{\nu s} h\nu}{MGcm}. \quad (10.1)$$

Но для расстояний, больших по сравнению с радиусом Солнца,

$$W = \frac{1}{4} \left(\frac{r_{\odot}}{r} \right)^2.$$

Поэтому

$$\frac{f}{g} = \frac{1}{4} \frac{r_{\odot}}{GM} \frac{B_{1 \rightarrow 2} \varrho_{vs} h\nu}{mc}.$$

А так как

$$\frac{GM}{r_{\odot}^2} = g_{\odot},$$

где g_{\odot} — ускорение силы тяжести на поверхности Солнца, то

$$\frac{f}{g} = \frac{1}{4} \frac{B_{1 \rightarrow 2} \varrho_{vs} h\nu}{mg_{\odot} c}.$$

и не зависит от расстояния r .

Примем теперь во внимание, что $B_{1 \rightarrow 2}$ связано с силой осциллятора f_{12} , соответствующей переходу $1 \rightarrow 2$, формулой

$$B_{1 \rightarrow 2} = \pi \frac{f_{12} e^2}{h\nu\mu},$$

где μ — масса электрона.

С другой стороны,

$$\varrho_{vs} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{\frac{h\nu}{e^{kT}} - 1}.$$

Поэтому

$$\frac{f}{g} = 2\pi^2 \frac{f_{12} e^2 h\nu^3}{\mu m g_{\odot} c^4} \frac{1}{\frac{h\nu}{e^{kT}} - 1}. \quad (10.2)$$

Перепишем выражение (10.2) в виде

$$\frac{f}{g} = C \frac{f_{12}}{a} \frac{1}{\frac{h\nu}{e^{kT}} - 1}, \quad (10.3)$$

где

$$C = \frac{2\pi^2 e^2 h\nu^3}{\mu m_H g_{\odot} c^4},$$

m_H — масса водородного атома и a — молекулярный вес данного химического соединения. Величина C мало меняется вдоль видимой части спектра и при $\frac{c}{\nu} = \lambda = 5000 \text{ \AA}$ она равна $2 \cdot 10^5$. Из формулы (10.3) следует, что, когда резонансная система полосы молекулы находится в видимой части спектра, то при молекулярном весе порядка 30 (CN, C₂) отношение $\frac{f}{g}$ будет порядка нескольких десятков единиц, если только сила осциллятора f_{12} для рассматриваемого перехода будет составлять заметную долю единицы. Известно, что для резонансных переходов f_{12} всегда бывает порядка половины.

С другой стороны, упомянутые выше молекулы имеют как раз полосы, поглощаемые из основного электронного уровня и лежащие в видимой части спектра (в большинстве случаев это резонансные системы полос). Поэтому отталкивательная

сила, которая согласно Бредихину в хвостах первого типа в 18 и более раз превосходит силу притяжения, может быть, по крайней мере качественно, объяснена световым давлением. Существенным является однако то, что световое давление действует на молекулу только до тех пор, пока она не диссоциирована на атомы. Как только молекула разбивается на атомы, световое давление должно сильно падать, ибо атомы, составляющие указанные выше молекулы, имеют резонансные частоты в далекой ультрафиолетовой части спектра, где интенсивность солнечного излучения мала, т. е. мал последний из множителей, входящих в выражение (10.2).

При совершенно ничтожных плотностях, царящих в кометах, спонтанные процессы соединения атомов в молекулы происходят сравнительно редко, тем более что для спонтанного образования такой молекулы необходимо, чтобы один из атомов находился в возбужденном состоянии (вследствие гомеопolarity рассматриваемых молекул). Поэтому если мы рассмотрим совокупность атомов и молекул на некотором расстоянии от Солнца, находящуюся в диссоциативном равновесии, то среднее отношение $\frac{f}{g}$ для этой совокупности будет очень мало.

Однако трудно предполагать, что в кометах такое диссоциативное равновесие имеет место. Если с поверхности ядра выделяются молекулы, то они будут пробегать до момента диссоциации пути, сравнимые с размерами самой кометы, и до момента диссоциации на них будет действовать отталкивательная сила Солнца. С другой стороны, видимое свечение кометной головы и хвоста дает как раз недиссоциированные молекулы. Поэтому наш результат надо формулировать так, что частицы в газовой части кометы дают рассеянный свет в молекулярных полосах, пока они испытывают световое давление. Естественно, поэтому, что световое давление, получаемое из наблюдений, относится именно к одним лишь недиссоциированным молекулам и поэтому сравнительно велико.

Вычислим среднюю продолжительность жизни молекулы с момента вылета из ядра до ее фотодиссоциации лучами Солнца. Изменением расстояния от кометы до Солнца в результате движения кометы и молекулы будем пренебрегать. Очевидно, что эта средняя продолжительность жизни определяется плотностью солнечного излучения, производящего фотодиссоциацию, τ равна

$$\tau = \frac{1}{B_{1 \rightarrow d} W_{\varrho_d}},$$

где $B_{1 \rightarrow d}$ — эйнштейновский коэффициент вероятности для такого электронного перехода, который приводит к фотодиссоциации, ϱ_d — плотность излучения абсолютно-черного тела при температуре Солнца в некоторой средней частоте, производящей фотодиссоциацию.

Мы можем принять, что

$$B_{1 \rightarrow d} = \pi \frac{e^2 \int df}{h\nu\mu},$$

где $\int df$ — полная сумма сил осциллятора для всех переходов, приводящих к фотодиссоциации. Мы имеем $\int df < 1$ и вместе с тем порядка единицы (на основании теоремы о суммах). Поэтому приближенно

$$B_{1 \rightarrow d} \approx \frac{\pi e^2}{h\nu\mu},$$

откуда

$$\tau = \frac{h\mu}{\pi e^2} \frac{c^3}{8\pi h\nu^2} \frac{\left(\frac{h\nu}{e\hbar T} - 1\right)}{W}. \quad (10.4)$$

Значение τ по этой формуле определяется в основном быстро меняющимся экспоненциальным членом, в показатель которого входит отношение энергии $h\nu$ диссоциирующего кванта к kT . Поскольку мы имеем не ионные, а гомеоплярные молекулы, их фотодиссоциация, вследствие отсутствия дипольного момента, не может быть вызвана одним увеличением колебательной энергии. Для фотодиссоциации необходимо, чтобы один из атомов, на которые диссоциируется молекула, был бы после диссоциации в возбужденном состоянии. Так как ближайший возбужденный уровень у атомов Н, С, N и О имеет энергию приблизительно на 8 V больше энергии основного (метастабильные состояния не играют роли, ибо фотодиссоциация с возбуждением метастабильного состояния имеет ничтожную вероятность), а энергия диссоциации рассмотренных молекул порядка 5 V, то энергия кванта, производящего фотодиссоциацию, будет порядка 13 V. Поскольку энергия kT при $T = 6000^\circ$ ближе к 0,5 электрон-вольта, то $\frac{h\nu}{kT}$ порядка — 26 и легко оценить, что при расстоянии до Солнца порядка одной астр. ед. τ оказывается порядка года, и молекула, вылетающая из ядра кометы, может остаться недиссоциированной за все время полета через голову и хвост.

В таблице 15 даны значения энергии кванта, могущего вызвать фотодиссоциацию разных молекул.

Таблица 15

CN	. . .	11,44 V
CN	. . .	13,8
C ₂	. . .	13,0
CO	. . .	17,5
CO ⁺	. . .	14,5

Из этих данных можно получить порядок τ для каждой молекулы в отдельности.

2. Возбуждение колебательных уровней молекул в кометах.

Как известно, гомеополярные молекулы не имеют чисто колебательно-вращательного спектра. Всякий переход под влиянием излучения связан у них с изменением электронного состояния. Это означает, что переходы между различными колебательно-вращательными уровнями, соответствующими основному электронному терму, запрещены. Следовательно, все те возбужденные колебательно-вращательные уровни, которые соответствуют основному электронному терму, по существу метастабильны, пока эти уровни ниже, чем все уровни, соответствующие возбужденным электронным состояниям. Продолжительности жизни в этих метастабильных состояниях вероятно очень велики (возможно больше секунды), в то время как коэффициент дилуции в случае комет близ перигелия не так мал, как в случае галактических туманностей. Как указывалось в главе о туманностях, в этом случае число частиц в метастабильных состояниях определяется формулой Больцманна

$$\frac{n_i}{n_1} = \frac{g_i}{g_1} e^{-\frac{\epsilon_i - \epsilon_1}{kT}},$$

т. е. распределение молекул по рассматриваемым возбужденным состояниям таково же, как и при термодинамическом равновесии при температуре Солнца. Это — очень важная характеристика возбуждения молекул в кометах, и она должна играть роль в истолковании кометных спектров. Однако те колебательные уровни, энергия коих больше, чем наименьшая энергия возбуждения электрона, уже не метастабильны, ибо из них возможен переход на возбужденный электронный уровень (правда, такой переход сопровождается очень большим изменением колебательного квантового числа, и по правилу Франка-Кондона мало вероятен). Нет причин накопления молекул на этих уровнях, и поэтому число молекул на этих уровнях будет гораздо меньше, чем это следует по формуле Больцманна. Это своеобразное распределение молекул по возбужденным колебательным уровням должно привести к определенному распределению интенсивностей полос внутри каждой системы полос, соответствующей тому или иному электронному переходу. На больших расстояниях от Солнца, в случае молекул, состоящих из атомов с неодинаковыми массами, спонтанные переходы из возбужденных колебательных уровней, соответствующих основному электронному состоянию, на основной колебательный уровень уже будут происходить. В этом случае число атомов на возбужденных колебательных уровнях во много раз меньше, чем следует из формулы Больцманна. Благодаря этому в спектре наибольшей интенсивностью внутри системы полос будут обладать полосы, соответствующие переходам из основного колебательного уровня на другие, что соответствует наблюдениям.

3. Яркость кометы. Эмиссионные полосы, наблюдаемые в спектрах кометы и обслуживающие в значительной мере яркость

кометной головы, получаются в результате селективного рассеивания света Солнца молекулами, входящими в голову и хвост кометы. Иными словами, молекулы, находящиеся в основном электронном состоянии (хотя возможно и на различных колебательно-вращательных уровнях), поглощают свет Солнца в частоте, соответствующей переходу в возбужденное электронное состояние, а затем излучают эту энергию во все стороны. При этом наибольшей интенсивностью в спектре кометы должна обладать резонансная система полос, т. е. та система, которая соответствует переходу с основного электронного уровня на ближайший возбужденный электронный уровень, так как эта система обладает большими длинами волн, и, следовательно, излучение Солнца в этой части спектра наиболее интенсивно. Это не значит однако, что не происходит явлений флуоресценции, т. е. явлений циклических переходов типа $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$, которые здесь, так же как и в туманностях, преобладают над процессами типа $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$. Однако эти процессы происходят реже, ибо для возбуждения третьего электронного уровня требуется более коротковолновое излучение. Точно так же могут происходить процессы рассеяния более высоких частот типа $1 \rightarrow 3 \rightarrow 1$.

Число рассеивающих молекул и строение их спектра обуславливают поэтому яркость кометы. При вычислении яркости кометы по числу рассеивающих молекул мы можем принять, что оптическая толщина всей кометы в рассматриваемых частотах мала по сравнению с единицей. Поэтому плотность солнечного излучения в разных частях кометы можно принять постоянной.

Если n попрежнему есть число молекул в основном электронном состоянии в единице объема, то количество квантов, рассеиваемых единицей объема за время dt , будет $nWB_{1 \rightarrow 2} \rho_{\nu} dt$, и полное количество рассеянных квантов в рассматриваемой системе полос будет

$$WB_{1 \rightarrow 2} \rho_{\nu} dt \int n dV = NWB_{1 \rightarrow 2} \rho_{\nu} dt,$$

где N — полное число молекул в основном электронном состоянии в комете, которое приближенно равно числу всех молекул, ибо число молекул в возбужденных электронных состояниях мало. Поэтому количеством энергии, испускаемое рассматриваемым газовым компонентом кометы в единицу времени, равно

$$E = NWB_{1 \rightarrow 2} \rho_{\nu} h\nu,$$

где ν — средняя частота данной системы полос. Найдем визуальную яркость этого рассеянного света. Если бы эта средняя частота совпадала с $\lambda = 5550 \text{ \AA}$, т. е. с областью наибольшей чувствительности человеческого глаза, то световой поток Φ , исходящий в результате от кометы по всем телесным углам, был бы равен

$$\Phi = \frac{N}{M} WB_{1 \rightarrow 2} \rho_{\nu} h\nu \text{ люменов,}$$

где M — механический эквивалент света, равный

$$M = 0,00161 \frac{\text{ватт}}{\text{люмен}} = 1,61 \cdot 10^4 \frac{\text{эрг}}{\text{сек} \cdot \text{люмен}}.$$

На самом деле рассматриваемая система полос может лежать в другой области спектра. Поэтому полученное выражение надо умножить на отношение чувствительностей глаза к обеим длинам волн или, как говорят в абсолютной фотометрии, на „относительный коэффициент видимости“ V_λ .

Тогда световой поток будет иметь вид:

$$\Phi = \frac{V_\lambda}{M} NW B_{1 \rightarrow 2} \rho_{rs} h\nu \text{ люменов.}$$

Визуальная освещенность от рассеянного света будет равна

$$\frac{V_\lambda}{M} \frac{NW}{4\pi\Delta^2} B_{1 \rightarrow 2} \rho_{rs} h\nu \text{ фот,}$$

где Δ — расстояние от кометы до Земли, выраженное в сантиметрах.

С другой стороны, освещенность от звезды нулевой величины равна $2 \cdot 10^{-10}$ фот. Поэтому звездная величина, которая была бы у кометы при наличии только рассматриваемого рассеяния, равна

$$m = -2,5 \lg \left[\frac{V_\lambda}{M} \frac{NW}{8\pi\Delta^2} B_{1 \rightarrow 2} \rho_{rs} h\nu \cdot 10^{10} \right].$$

Мы видим, что эта звездная величина зависит от полного числа рассеивающих молекул в комете, так же как и от положения полос в спектре кометы. В образовании визуальной яркости кометы играют главную роль те полосы, которые находятся вблизи максимума чувствительности человеческого глаза, и визуальная яркость, наоборот, характеризует число молекул того сорта, который дает эти полосы. Обычно это полосы углерода.

Возьмем для примера сравнительно очень яркую комету, которая на расстоянии одной астр. единицы от Солнца и одной астр. единицы от Земли имела бы величину $0^m, 0$. Так как вблизи максимума спектральной чувствительности глаза в спектрах комет имеются полосы C_2 , то примем, что вся визуальная яркость обусловлена ими и что центр соответствующей системы полос находится в $\lambda = 5550 \text{ \AA}$. Тогда $V_\lambda = 1$, и мы найдем $N = 4 \cdot 10^{32}$, приняв, что f — порядка единицы для соответствующего электронного перехода. Масса этой совокупности молекул будет составлять примерно $2 \cdot 10^{10} \text{ г} = 2 \cdot 10^4 \text{ т}$. Эта масса является нижним пределом для массы газовой составляющей кометы, ибо имеются в спектре и другие яркие полосы,

для которых V_{λ} мало. Вероятно, полная масса газовой составляющей порядка $10^5 m$ и больше. Масса ядра кометы должна быть по крайней мере в десятки тысяч раз больше, чем масса газовой составляющей, хотя бы уже потому, что за счет материи, составляющей ядро в течение каждого оборота, много раз замещаются улетающие из головы и из хвоста газы. Таким образом для ядра такой кометы получается нижняя граница массы порядка $10^{10} m$.

XI. НОВЫЕ ЗВЕЗДЫ

1. Наблюдательные данные. Особое внимание всех астрономов привлекают Новые звезды, т. е. те случаи, когда какая-либо звезда (обычно слабая), не показывавшая до того чего-либо особенного, вдруг в течение одних или нескольких суток увеличивает свою яркость в тысячи и десятки тысяч раз, достигает весьма резкого максимума яркости, а затем медленно слабеет, приближаясь через несколько лет к минимальной яркости, не очень сильно отличающейся от той, которую она имела до вспышки. Характерно, что при огромном изменении яркости от минимума до максимума (в десятки тысяч раз) изменения цветовой температуры сравнительно невелики. Следовательно увеличение яркости является следствием быстрого увеличения размеров звезды. Надо допустить, что иногда в течение суток радиус звезды увеличивается примерно в сто раз, что приводит к скорости расширения звезды порядка 1000 км/сек . Мы знаем, что такое расширение поверхности во все стороны целиком подтверждается спектроскопическими наблюдениями.

В самом деле, в начальный период (до максимума и в период максимума) в спектре Новых наблюдаются резкие линии поглощения водорода и других элементов, смещенные по отношению к их нормальному положению к фиолетовому концу на величину, соответствующую радиальной скорости порядка 1000 км/сек , что указывает каждый раз на приближение к наблюдателю обращенной к нему части поверхности звезды. Очевидно, это связано с расширением поверхности звезды во все стороны. Однако после максимума смещение линий остается того же порядка величины.

Следовательно на самом деле происходит истечение газов из звезды в окружающее пространство. После максимума появляются также широкие полосы излучения, ширина которых равна удвоенному смещению линий поглощения и центры которых занимают нормальное положение. Интенсивность этих эмиссионных полос с течением времени растет. Причина появления этих эмиссионных полос заключается в флуоресценции выброшенных газов под действием излучения центральной звезды. Иными словами, выброшенные газы образуют вокруг звезды расширяющуюся во все стороны планетарную туманность небольшого радиуса, излучение которой мы наблюдаем в виде ярких линий, наложенных на непрерывный спектр звезды. Ширина линий