



**СПЕКТРАЛЬНЫЕ  
ИССЛЕДОВАНИЯ  
КОСМИЧЕСКОГО  
И АТМОСФЕРНОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ**

ГОРЬКИЙ • 1979

**АКАДЕМИЯ НАУК СССР  
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ**

**СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ  
КОСМИЧЕСКОГО И АТМОСФЕРНОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ**

**Сборник  
научных трудов**

**Горький - 1979**

Издано по решению Редакционно-издательского  
совета Института прикладной физики АН СССР

УДК 523.164.43:551.593.52

Сборник объединяет несколько обзорных и оригинальных статей, посвященных исследованиям излучения галактических туманностей в континууме и в линиях (рекомбинационных и молекулярных), а также исследованиям теллурических радиолиний малых атмосферных составляющих ( $O_3$ ,  $CO$ ,  $N_2O$  и др.). Представлены результаты лабораторных исследований вращательного спектра озона, и описан высокочувствительный спектроскоп, использовавшийся для этих исследований.

Сборник рассчитан на специалистов в таких областях, как физика межзвездной среды, радиоастрономия, физика атмосферы, распространение радиоволн и радиоспектроскопия.

Ответственный редактор  
А.Г.КИСЛЯКОВ

## ОТ РЕДАКТОРА

Спектральные исследования космического излучения в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн уже зарекомендовали себя эффективным средством изучения плотности, температуры, состава и динамики межзвездной среды. Особенно важны эти сведения в связи с проблемой происхождения звезд и их генетической связи с диффузной материей в космосе.

С развитием и успехами миллиметровой астрономии связан значительный прогресс в решении этой проблемы. Мы не ставили своей задачей полный охват всего сделанного средствами миллиметровой астрономии. Акцент делался на экспериментальные работы, посвященные обнаружению и исследованию предельно плотных конденсаций в темных туманностях, могущих быть ареной формирования звезд. Области ионизованного водорода возникают в окрестности звезд раннего типа и, по-видимому, отражают следующий этап в эволюции комплекса туманность—звезда. Этим объясняется включение в сборник обзора по данным наблюдений рекомбинационных линий.

Атмосферная спектроскопия с использованием приборов миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн делает пока свои первые шаги. Весьма обещающие методы дистанционного зондирования атмосферы на частотах, близких молекулярным резонансам, могут быть эффективным средством восстановления профилей концентрации и высотных распределений температуры. Рассмотрению результатов наземных наблюдений теллурических линий посвящена вторая часть сборника. Основное внимание уделяется методам получения информации о профилях концентрации малых атмосферных составляющих. В связи с большим значением озона

ной проблемы для физики атмосферы и заметным влиянием озонного слоя на распространение радиоволн, подробно рассмотрены данные наблюдений теллурических линий  $O_3$ . По этим же причинам в сборнике приводятся результаты лабораторных спектроскопических исследований вращательного и колебательно-вращательного спектров озона и описан использованный при этом спектрометр.

А.Г.Кисляков

РАДИОЛИНИИ ВОЗБУЖДЕННОГО ВОДОРОДА  
В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ВОЛН

Р.Л.Сороченко

Излучение радиолиний возбужденного водорода было впервые обнаружено 15 лет тому назад в спектре областей НП – гигантских образований галактического ионизованного водорода [1]. В этих областях в результате непрерывно протекающего процесса рекомбинаций с определенной вероятностью происходит захват электрона на высоковозбужденные уровни атома. При последующих затем каскадных переходах испускаются кванты радиочастоты, т.е. происходит излучение радиолиний. Поскольку актам излучения предшествуют акты рекомбинации, эти линии стали называться рекомбинационными.

Частоты рекомбинационных линий водорода и обнаруженных впоследствии аналогичных линий гелия и углерода определяются известной формулой Бальмера–Ридберга :

$$\nu_0 = 3,289842 \cdot 10^{15} (1 - m_e/m_A) \left[ (1/n^2) - 1/(n + \Delta n)^2 \right] \text{ Гц,}$$

где  $m_e$  – масса электрона,  $m_A$  – масса атома,  $n$  – номер конечного уровня и  $\Delta n$  – порядок линии, равный разнице начального и конечного уровней.

Принято следующее обозначение рекомбинационных радиолиний : наименование элемента по таблице Менделеева , номер уровня, на который происходит переход, порядок линии (греческой буквой). Например, линия H114  $\beta$  обозначает линию водорода, обусловленную переходами между 116-м и 114-м уровнями.

Рекомбинационные радиолнии излучаются в широком диапазоне радиоволн. Из принятых в настоящее время самая коротковолновая радиолния - H42  $\alpha$  - имеет длину волны 3,5 мм [2], самая длинноволновая - H300  $\alpha$  - излучает уже в метровом диапазоне на волне 1,25 м [3]. Если определить миллиметровый диапазон, как диапазон, заключенный между 1 и 10 миллиметрами, то в нем находится 32  $\alpha$  - линии, 38  $\beta$  - линий и 47  $\gamma$  -линий водорода, столько же линий гелия и углерода. Частоты рекомбинационных радиолний водорода и гелия до  $\Delta n = 3$  даны в приложении.

### 1. Интенсивность и форма профиля рекомбинационных радиолний

Интенсивность радиолнии. Для определения интенсивности излучения в рекомбинационных линиях необходимо вычислить коэффициент поглощения, обусловленный переходами между уровнями атома с большими квантовыми числами  $n + \Delta n \rightarrow n$ . Согласно работе [4] коэффициент поглощения в линии  $K_{n+\Delta n, n}(\nu)$  с учетом индуцированного излучения равен:

$$K_{n+\Delta n, n}(\nu) = \frac{1}{8\pi} a_{\nu} \lambda^2 N_n \left[ 1 - \frac{g_n}{g_{n+\Delta n}} + \frac{N_{n+\Delta n}}{N_n} \right] \frac{g_{n+\Delta n}}{g_n} \quad (1)$$

Здесь  $N_{n+\Delta n}$  - плотность атома на верхнем уровне  $n + \Delta n$ ,  $N_n$  - плотность на нижнем уровне  $n$ ;  $g_{n+\Delta n}$ ,  $g_n$  - статистические веса верхнего и нижнего уровней, равные  $2(n + \Delta n)^2$  и  $2n^2$  соответственно;

$$a_{\nu} = W_{n+\Delta n, n}^{ca} I(\nu) \quad , \quad \text{где} \quad W_{n+\Delta n, n}^{ca} = \frac{8\pi^2 \nu^2 e^2}{m c^3} f_{n+\Delta n, n} \quad (2)$$

эйнштейновский коэффициент вероятности спонтанного перехода из  $n + \Delta n$  -го состояния в состояние  $n$ ,  $I(\nu)$  - нормированное на единицу распределение спектральной плотности линии,  $c$  - скорость света,  $e$  - заряд электрона,

$\nu$  - частота,  $\lambda$  - длина волны в единицах СГС,  $f_{n+\Delta n, n}$  - сила осциллятора для перехода  $n+\Delta n \rightarrow n$ . Для  $n \gg 1$  и  $\Delta n \ll n$  сила осциллятора может быть представлена выражением:

$$f_{n+\Delta n, n} = n \kappa(\Delta n) \left(1 + \frac{3}{2} \frac{\Delta n}{n} + \dots\right), \quad (3)$$

в котором значения  $\kappa(\Delta n)$  для переходов с  $\Delta n = 1, 2, 3$  соответственно равны 0,191; 0,0263; 0,0081 [5].

В областях НП с температурой  $T_e$  плотность атомов, находящихся в  $n$ -квантовом состоянии, определяется выражением [6]:

$$N_n = b_n N_x^+ N_e h^3 n^2 \exp(hR/n^2 kT_e) / (2\pi m_e kT_e)^{3/2}, \quad (4)$$

где  $N_e = N_{(n^+)} + N_{(ne^+)}$  - плотность электронов;  $N_x^+$  - плотность ионов данного вещества;  $h, k, R$  - постоянные Планка, Больцмана и Ридберга соответственно;  $b_n$  - коэффициент, характеризующий степень отклонений от заселенности  $n$ -го уровня от равновесной. При равновесии  $b_n = 1$ . В общем случае

$$(N_{n+\Delta n} / N_n) = (b_{n+\Delta n} / b_n) (g_{n+\Delta n} / g_n) \exp(-h\nu / kT). \quad (5)$$

Для линий, излучающих в радиодиапазоне,  $n \gg 1$ . При обычных для областей НП значениях электронной температуры  $T_e = 10^3 + 10^4$  К мы имеем  $(hR/n^2) \ll kT_e$  и  $e^{hR/n^2 kT_e} = 1$ . При этом вплоть до волн субмиллиметрового диапазона также выполняется условие  $h\nu \ll kT_e$ .

Подставляя (2), (4) и (5) в (1) и преобразуя, получим:

$$\begin{aligned} \kappa_{n+\Delta n, n}(\nu) &= \kappa_{n+\Delta n, n}^0(\nu) b_{n+\Delta n} \\ &\times \left[1 - (kT/h\nu) (d \ln b_n / \Delta n)\right] = \kappa_{n+\Delta n, n}^0(\nu) \beta_{n+\Delta n, n}, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $\kappa_{n+\Delta n, n}^0(\nu) = (1/2) \sqrt{4/2\pi} (e^2/m_e c) [h^3/(m_e k)^{3/2}] (h\nu/kT_e) \times$   
 $\times (N_e^0 N_x^+ h^3 / T_e^{3/2}) f_{n+\Delta n, n} I(\nu) -$



коэффициент поглощения в линии в случае локального тер-  
модинамического равновесия, а

$$\beta_{n+\Delta n, n} = b_{n+\Delta n} \left[ 1 - (kT_e/h\nu) (d \ln b_{n+\Delta n} / d n) \Delta n \right] - \quad (7)$$

величина, учитывающая изменение коэффициента поглощения вследствие неравновесной заселенности.

Поскольку рекомбинационные радиолинии формируются в областях ионизованного водорода, то излучение в линиях накладывается на излучение непрерывного спектра.

Коэффициент поглощения для межзвездной диффузной среды [7]

$$\kappa_c = (4/3\sqrt{2\pi}) \left[ e^s / (m_e k T_e)^{3/2} \right] (1/c\nu^2) N_e^2 \ln \frac{(kT_e)^3}{2.3 e^4 m_e \pi^2 \nu^2} \quad (8)$$

При радиоастрономических наблюдениях интенсивность излучения областей НП в линиях и в континууме удобнее всего выразить в величинах яркостной температуры  $T_{n+\Delta n, n}$  и  $T_c$  соответственно.

При известных коэффициентах поглощения  $\kappa_{n+\Delta n, n}$  и  $\kappa_c$  эти величины получаются из решений уравнений переноса [8]:

$$T_{n+\Delta n, n}(\nu) = T_e \left[ \gamma(\nu) (1 - e^{-\tau(\nu)}) - (1 - e^{-\tau_c}) \right] + T_{bg} (e^{-\tau(\nu)} - e^{-\tau_c}) \quad (9)$$

и

$$T_c = T_e (1 - e^{-\tau_c}) + T_{bg} e^{-\tau_c} \quad (10)$$

В выражениях (9) и (10)

$$\gamma_{n+\Delta n, n}(\nu) = [\tau_c + b_n \tau_{n+\Delta n, n}^p(\nu)] / [\tau_c + \tau_{n+\Delta n, n}(\nu)], \quad (11)$$

$$\tau_c = \int_0^s \kappa_c ds, \quad \tau_{n+\Delta n, n}^p(\nu) = \int_0^s \kappa_{n+\Delta n, n}^p(\nu) ds,$$

$$\tau_{n+\Delta n, n}(\nu) = \int_0^s \kappa_{n+\Delta n, n}(\nu) ds,$$

$\tau(\nu) = \tau_c + \tau_{n+\Delta n, n}(\nu)$  и  $z$  - текущая координата по лучу зрения.

Второй член в правой части уравнений (9) и (10) характеризует излучение, падающее на область НП со стороны, противоположной наблюдателю, т.е. излучение фона. В рассматриваемом случае  $T_e \gg T_{\text{ф.гр}}$  и этим членом можно пренебречь.

В миллиметровом диапазоне даже у самых ярких областей НП  $\tau_c, \tau_{n+\Delta n, n} \ll 1$ . Это позволяет существенно упростить выражения (9) и (10). Разлагая в ряд экспоненты и ограничиваясь квадратичными членами, имеем:

$$T_{n+\Delta n, n}(\nu) = T_e \left[ \beta_{n+\Delta n, n}(\nu) \tau(\nu) - \beta_{n+\Delta n, n}(\nu) \tau^2(\nu)/2 - \tau_c + \tau_c^2/2 \right], \quad T_c = T_e (\tau_c - \tau_c^2/2). \quad (12)$$

Подставляя (11) в (12) и допуская

$$\tau_{n+\Delta n, n}(\nu) = \beta_{n+\Delta n, n} \tau_{n+\Delta n, n}^p,$$

получим:

$$T_{n+\Delta n, n} = T_e \tau_{n+\Delta n, n}^p \beta_n \left\{ 1 - \tau_c(\nu) - [\beta_n \tau_{n+\Delta n, n}^p(\nu)/2] + \right. \\ \left. + (\kappa T_e / 2h\nu) (d \ln \beta_n / d n) \Delta n [\tau_c(\nu) + \beta_n \tau_{n+\Delta n, n}^p(\nu)] \right\},$$

или, упрощая,

$$T_{n+\Delta n, n}(\nu) = T_e \tau_{n+\Delta n, n}^p(\nu) \beta_n \eta_n, \\ T_c = T_e \tau_c, \quad (13)$$

где

$$\eta_n = 1 + \left\{ [\tau_c + \beta_n \tau_{n+\Delta n, n}^p(\nu)] / 2 \right\} (\kappa T_e / h\nu) (d \ln \beta_n / d n) \Delta n.$$

Подставляя в (13) численные значения констант, входящих в выражение для коэффициентов поглощения (6) и (8), значение силы осциллятора согласно (3) и вводя значение меры эмиссии

$$ME = \frac{1}{3 \cdot 10^{18}} \int_0^{\infty} N_e^2 dS \quad \text{пс} \cdot \text{см}^{-6},$$

получим следующие выражения для яркостной температуры областей НЦ в линиях водорода ( $N_{x^+} = N_{H^+}$ ) и в континууме:

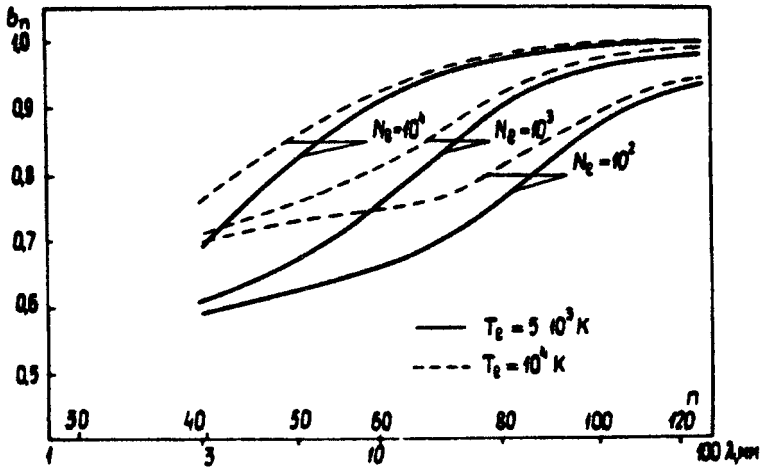
$$T_{n+\Delta n, n}(\nu) \frac{1.05 \cdot 10^7 \kappa(\Delta n) ME \Delta n}{T_e^{3/2} (1 + N_{He^+}/N_{H^+})} I(\nu) b_{n+\Delta n} \times \\ \times \left\{ 1 + \left[ (\tau_c + b_{n+\Delta n} \tau_{n+\Delta n}^p) / 2 \right] (\kappa T / h\nu) (d \ln b_n / d n) \Delta n \right\}, \quad (14)$$

$$T_c = \frac{3 \cdot 10^{16}}{\nu^2 T_e^{1/2}} \left( 17.7 + \ln \frac{T_e^{3/2}}{\nu} \right) ME. \quad (15)$$

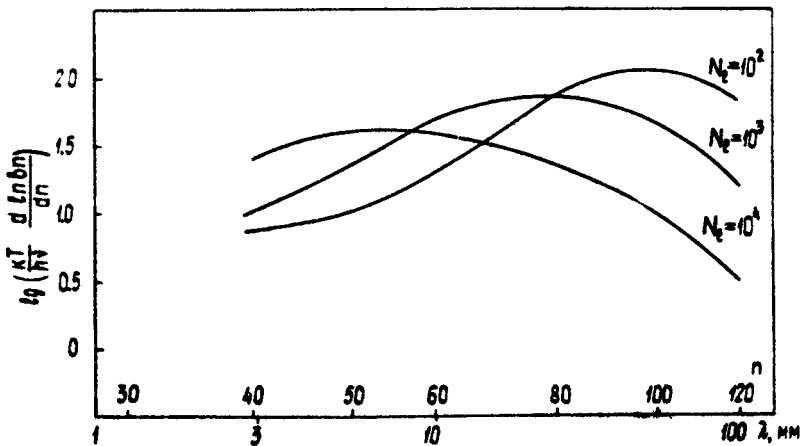
Как видно из выражения (14), яркостная температура в линии зависит от величин  $b_n$  и  $d \ln b_n / d n$ , определяемых заселенностью уровней. Вычисления этих величин сделаны в ряде работ, наиболее точными из которых являются вычисления Броклехорста [9]. На рис.1 приведены взятые из этой работы значения  $b_n$  в зависимости от номера уровня и длины волны (для  $\alpha$ -переходов). При  $n \rightarrow \infty$   $b_n \rightarrow 1$ , что очевидно, так как в пределе мы переходим к свободным электронам и ионам, имеющим максвелловское распределение скорости. При  $n < 100$  недонаселенности уровней становятся заметными. Поскольку заселенность в основном определяется соударениями, отклонения от равновесной заселенности тем сильнее, чем меньше плотность.

На рис.2 приведены взятые из работы [10] значения величины  $(h\nu/\kappa T) d \ln(b_n/dn)$ , которая определяет член в квадратных скобках выражения (14) - "частичный мазерный эффект" [11] - увеличение интенсивности линии из-за неравновесной заселенности.

Форма профиля. Распределение спектральной плотности в линии - форма профиля - для рекомбинационных радиолиний, излучаемых областями НЦ, определяется совместным действием доплеровского и штарковского уширений.



Р и с. 1. Значения  $b_n$  в зависимости от номера уровня и длины волны (для  $\alpha$ -переходов)



Р и с. 2. Значения  $\lg \left[ \left( \frac{\kappa T}{h\nu} \right) \left( \frac{d b_n}{d n} \right) \right]$  в той же зависимости, что и на рис. 1,  $T_e = 10^4$  К

Доплеровское уширение связано как с тепловым, так и с микротурбулентным движением излучающих атомов. Оно задается выражением :

$$I_D(\nu) = (1,66/\Delta\nu_D \sqrt{\pi}) \exp\left[1,66(\nu-\nu_0)/\Delta\nu_D\right]^2, \quad (17)$$

где  $\Delta\nu_D = (1,66\nu_0/c) \sqrt{2kT_D/m_A}$  - полная ширина по 1/2 интенсивности,  $T_D$  - "доплеровская" температура.

Штарковское уширение обуславливается взаимодействием возбужденных атомов с заряженными частицами. Основную роль в уширении линий играют неупругие соударения с электронами. Форма профиля, определяемая соударениями, имеет лоренцеву форму  $I_{st}(\nu) = (2/\pi) \Delta\nu_{st} / \Delta\nu_{st}^2 + 4(\nu-\nu_0)^2$  с полной шириной по 1/2 интенсивности [10] :

$$\Delta\nu_{st} = 4,7 (10^9/T_e)^{0,1} N_e \left[ (n/100)^{0,4} + \left( \frac{n+\Delta n}{100} \right)^{0,4} \right]. \quad (18)$$

Как видно из выражения (18), штарковское уширение быстро растет с номером уровня. Физически это очевидно, так как эффективное сечение атома для неупругих соударений растет примерно как  $n^4$ , и соответственно растет вероятность соударений. Поскольку доплеровская ширина, наоборот, уменьшается с частотой, то отношение штарковского и доплеровского уширений (для  $\Delta n \ll n$ ) увеличивается с номером уровня, как

$$\frac{\Delta\nu_{st}}{\Delta\nu_D} = \frac{15,4 \cdot 10^6 \sqrt{m_A} (n/100)^{0,4} \left( \frac{10^9}{T_e} \right)^{0,1} N_e}{\sqrt{T_D} \Delta n}. \quad (19)$$

Профиль линии в результате совместного действия доплеровского и штарковского уширений задается сверткой

$$I(\nu) = (1/\pi^{3/2}) \left( m_A/2kT_D \right)^{3/2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Delta\nu_{st} \exp(-m_A u^2/2kT_D) du}{\Delta\nu_{st}^2 + (\nu-\nu_0+u\nu/c)^2}. \quad (20)$$

## 2. Особенности миллиметрового диапазона в исследовании рекомбинационных радиолиний

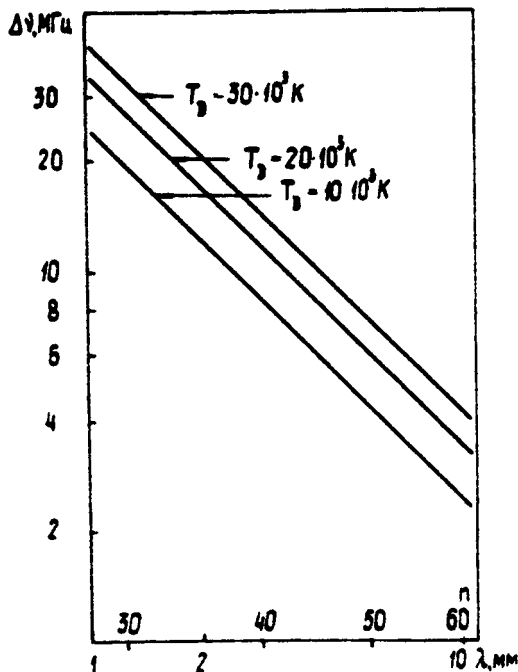
Исследование рекомбинационных радиолиний в миллиметровом диапазоне имеет ряд существенных преимуществ.

1. Для волн короче 1 см и плотностей  $N_e < 10^4 \text{ см}^{-3}$ , что является практически максимальным значением для галактических областей НП, радиолинии крайне незначительно уширяются из-за эффекта давления. Штарковское уширение радиолинии H60  $\alpha$  ( $\lambda = 1 \text{ см}$ ) составляет для этой плотности (выражение (19)) всего 0,32 % от доплеровской ширины линии (для  $T_D = 10^4 \text{ К}$ ). Таким образом, в миллиметровом диапазоне профили рекомбинационных радиолиний определяются чисто доплеровским уширением и имеют гауссову форму. Значения полных ширин линий водорода по 1/2 интенсивности,  $\Delta \nu$ , в зависимости от частоты и номера уровня (для  $\alpha$ -линий) приведены на рис.3 для трех значений "доплеровской" температуры:  $10^4$ ,  $2 \cdot 10^4$  и  $3 \cdot 10^4$ .

2. В миллиметровом диапазоне оптическая толщина областей НП мала. Так, на волне 8,2 мм оптическая толщина в направлении на центр туманности Ориона - одной из самых ярких областей НП - составляет  $\tau \sim 10^{-3}$ . В результате этого увеличение интенсивности излучения линий за счёт частичного мазерного эффекта, описываемого вторым членом уравнения (14), также очень мало. Как можно видеть из выражения (14), увеличение интенсивности радиолинии H56  $\alpha$  ( $\lambda = 8,2 \text{ мм}$ ) для туманности Ориона, имеющей плотность  $\sim 10^4 \text{ см}^{-3}$ , составит всего  $3 + 4 \%$ . На более коротких волнах и для менее ярких туманностей увеличение интенсивности линии за счёт мазерного эффекта ещё меньше.

Таким образом, в миллиметровом диапазоне яркостную температуру радиолиний водорода с достаточно хорошей точностью можно определять с помощью выражения:

$$T_{n+\Delta n, n} = \frac{1,05 \cdot 10^7 \text{ К} (\Delta n) M E \Delta n V_{n+\Delta n}}{T_e^{3/2} (1 + N_{n+2}/N_{n+1})} I(\nu). \quad (21)$$



Р и с.3. Полная ширина по 1/2 интенсивности линий Н II в зависимости от длины волны и номера уровня для трех значений "доплеровской температуры"

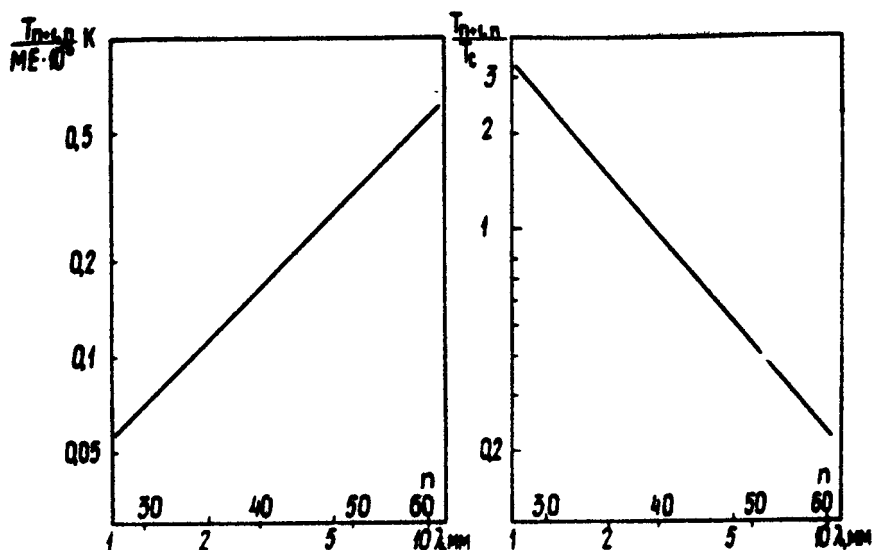
Подставляя в (21) значение  $I_D(\nu)$  из (17) и полагая отношение гелия 0,1 от водорода, можно получить следующее простое выражение яркостной температуры центра H $\alpha$ -линий:

$$T_{n+1,n} = 0,8 \cdot 10^2 \text{ ME } \nu_{n+1} \lambda / T_e^{3/2} \sqrt{T_D} \quad (\text{K}), \quad (22)$$

где  $\lambda$  в сантиметрах.

На рис. 4 приведено вычисленное с помощью этого выражения и нормированное к мере эмиссии значение яркост-

ных температур линий  $H\alpha$  в диапазоне от 1 до 10 миллиметров. Принято  $T_e = 10^4$ ,  $T_D = 20 \cdot 10^3 K$ ,  $b_n = 1$ .



Р и с.4. Значения нормированных к мере эмиссии яркостных температур линий  $H\alpha$  в зависимости от длины волны и номера уровня

Р и с.5. Относительное уярчение линий  $H\alpha$  в зависимости от длины волны и номера уровня

3. Если выражение (22) поделить на выражение (15), то мы получим отношение температуры  $H\alpha$ -линии к температуре области НЦ в континууме:

$$\frac{T_{n+1,n}}{T_c} = 2,4 \cdot 10^6 b_n / T_e \sqrt{T_D} [\ln(T_e^{3/2} \lambda) - 6,4] \lambda. \quad (23)$$

Эта зависимость для  $T_e = 10^4$ ,  $T_D = 2 \cdot 10^4$  и  $b_n = 1$  изображена на рис.5. Контраст в линии растет с укорочением длины волны. В миллиметровом диапазоне температура в линии становится сравнимой с температурой в конти-



нууме и даже , для  $\lambda \leq 3$  мм, превосходит её.

Указанные особенности радиолиний возбужденного водорода в миллиметровом диапазоне являются крайне важными. Отсутствие штарковского уширения и мазерного усиления радиолиний существенно облегчает интерпретацию результатов наблюдений, делает ее более однозначной. Сравнимость яркостных температур в линии и в континууме увеличивает точность измерения параметров линии, снижает влияние различных аппаратных эффектов.

Эти свойства радиолиний вместе с тем очевидным обстоятельством, что на более коротких волнах легче получить наиболее высокое для одиночного инструмента угловое разрешение, указывают на несомненную ценность наблюдения рекомбинационных радиолиний в миллиметровом диапазоне. В то же время в этом диапазоне яркостная температура линий, уменьшающаяся с длиной волны, очень невелика (см.рис.4), а создание радиоастрономической аппаратуры с высокой спектральной чувствительностью является более трудной задачей, чем на сантиметровых и дециметровых волнах. В результате исследования рекомбинационных радиолиний в миллиметровом диапазоне начались существенно позднее, чем на более длинных волнах, и здесь проведено значительно меньше наблюдений.

### 3. Наблюдения радиолиний возбужденного водорода в миллиметровом диапазоне

Обнаружение радиолинии H56  $\mu$  - первой радиолинии миллиметрового диапазона. Наблюдения радиолиний водорода в миллиметровом диапазоне были начаты на радиотелескопе РТ-22 ФИАН в 1968 г. Принятая в направлении туманности Омега радиолиния H56  $\mu$  ( $\nu = 36462$  МГц) оказалась первой галактической радиолинией, зарегистрированной радиоастрономами в миллиметровом диапазоне [12]. Наблюдения проводились с помощью радиометра диапазона 8,2 мм с квантовым парамагнитным усилителем на входе. Шумовая температура системы составляла 220 К. Радиометр был установлен в кассегреновском фокусе радиотелескопа. С помощью двух симметрично вынесенных из фокуса облучате-

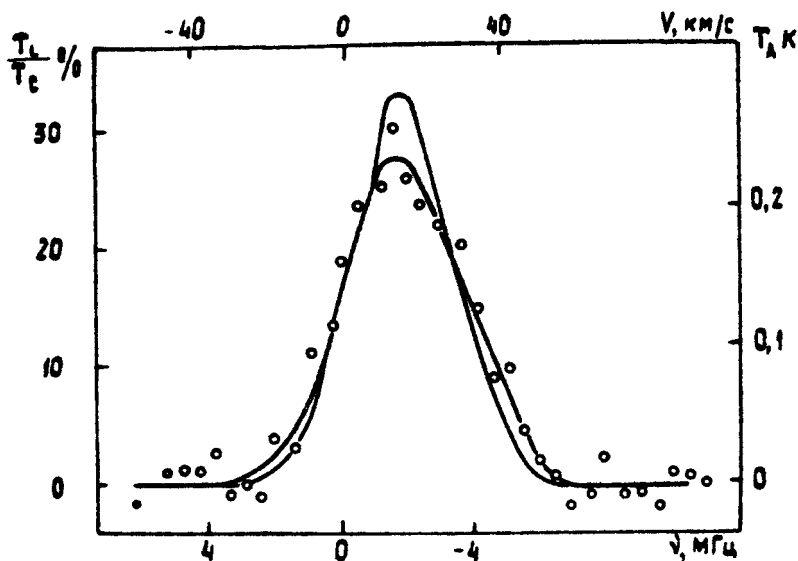
лей обеспечивалась диаграммная модуляция, при которой диаграмма направленности антенны размером  $1,8 \times 1,9$  угл. мин смещалась на  $\pm 11,5$  угл. мин относительно оси радиотелескопа [13]. Использовался одноканальный анализатор спектра с полосой анализатора 1 МГц. Спектрограмма получалась при перестройке анализатора по полосе 18 МГц за период времени около 30 мин. В течение этого времени осуществлялось слежение за источником одним из двух возможных направлений приема и за счёт диаграммной модуляции производилось сравнение излучения от источника с излучением области неба, отстоящей на 23 угл. мин. После получения спектрограммы ось телескопа смещалась на 23 угл. мин и программа повторялась ещё раз, но слежение за источником осуществлялось другим лучом. Получаемая после такого цикла наблюдений разностная спектрограмма была свободна от ряда аппаратурных эффектов, а сигнал линии имел двойную величину. [14].

На рис.6 изображена спектрограмма линии H56 $\alpha$  в направлении центра туманности Омега ( $\alpha_{1950} = 18^h 17^m 34^s,3$ ;  $\delta_{1950} = -16^\circ 13' 34''$ ), полученная в результате усреднения спектрограмм с четырех циклов наблюдений. Форма линии вполне удовлетворительно описывается гауссовой кривой.

Основные параметры линии H56 $\alpha$ , скорректированные за полосу анализатора, приведены в табл.1, где  $\nu_0$  - частота линии,  $\Delta\nu$  - ширина по 1/2 интенсивности,  $v$  - радиальная скорость относительно местного стандарта покоя,  $T_A$  - антенная температура максимума линии и  $T_L/T_C$  - отношение антенных температур линии и континуума.

Т а б л и ц а 1

$\nu_0$	(МГц)	36466,32
$\Delta\nu$	(МГц)	$3,8 \pm 0,3$
$v$	(км/с)	$16,1 \pm 1,2$
$T_A$	(К)	$0,33 \pm 0,03$
$T_L/T_C$		$0,31 \pm 0,03$



Р и с.6. Радиолиния водорода H56  $\lambda$  в туманности Омега (РТ-22, июнь 1968 г.)

Ось абсцисс: доплеровское смещение частоты линии, лучевая скорость относительно местного стандарта покоя; ось ординат: правая – антенная температура линии в К, левая – отношение температуры линии к температуре континуума; жирная линия – наблюдаемый профиль, тонкая – скорректированный за полосу анализатора

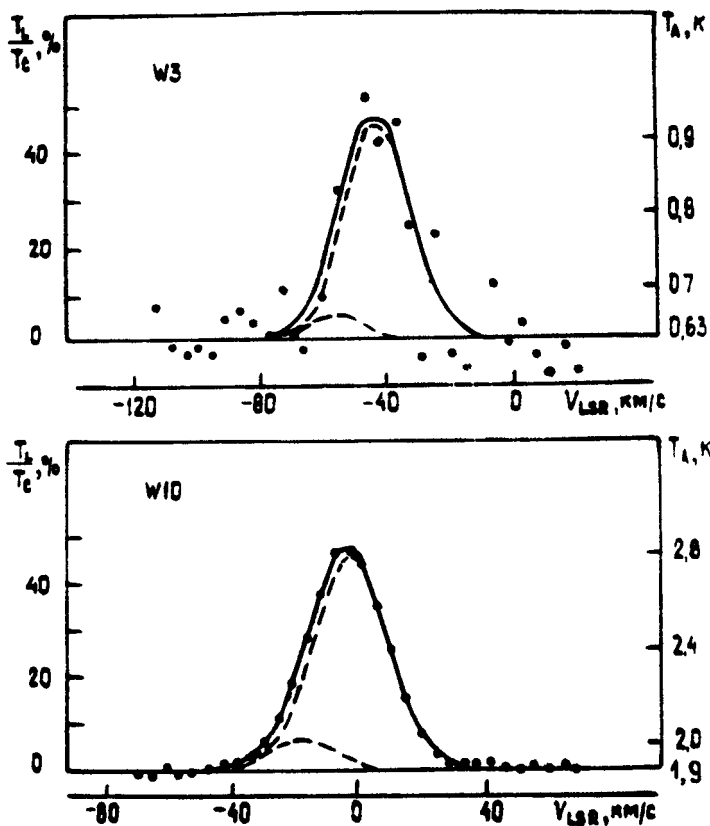
#### Наблюдения радиолинии H56 $\lambda$ в ряде НЦ областей

Низкая температура линии H56  $\lambda$  требует для обеспечения необходимой точности измерений большого времени накопления. При одноканальном анализаторе спектра реализации необходимой экспозиции приводит к чрезвычайным затратам времени. Для целей принципиального снижения времени при проведении обзора областей НЦ в линии H56  $\lambda$  на 22-метровом радиотелескопе был введен в действие 32-канальный фильтровый анализатор с полосами фильтров 500кГц. и расстоянием между ними 550 кГц.

Съем и обработка информации с анализатора осуществлялись в реальном времени ЭВМ М-6000 [15]. Наблюдения осуществлялись 15-минутными циклами. Радиотелескоп следил за источником одним и вторым лучом в течение 5 и 10 мин соответственно. Во второй части цикла в течение 4 мин на входе радиометра осуществлялось включение калибровочного шумового сигнала  $5^{\circ},5\text{K}$ . Одна минута была необходима для переустановки телескопа. Интенсивность каждого канала в единицах антенной температуры вычислялась с помощью ЭВМ, которая также определяла затем разностный результирующий спектр.

Наблюдения были проведены по источникам  $W\ 3, W\ 10$  (Орион),  $W\ 12, W\ 51$  и DR-21 [16]. В полученных спектрограммах было проведено отделение линии от континуума, уровень которого определялся по интенсивности излучения, принимаемого в 16+18 каналах вне линии. Применение симметричного метода наблюдений обеспечивало неискаженность нулевой линии: континуум отделялся прямой линией, не имеющей, с точностью до ошибок измерений, наклона к частотной оси. После определения уровня континуума определялось значение  $T_l/T_c$  для каждого канала и все спектрограммы по каждому источнику усреднялись. В пределах линии H56  $\alpha$  (36466,32) находится ещё одна линия H80  $\gamma$  (36467,97). Разделение этих линий и определение параметров производились вписыванием двух гауссовских кривых с одинаковой дисперсией и отношением амплитуд 0,12. Профили наблюдаемых линий с вписанными линиями H56  $\alpha$  и H80  $\gamma$  показаны на рис. 7.

Результаты измерений представлены в табл.2. После наименования источников приведены их галактические координаты, время накопления сигнала  $t_n$  и скорректированные за поглощения значения антенных температур в континууме, взятые из обзора тепловых источников на волне 8,2 мм [17]. В последующих столбцах даны измеренное отношение антенной температуры в максимуме линий к температуре в континууме  $T_l/T_c$ , ширина линии по 1/2 интенсивности  $\Delta u$  и скорость источника, отнесенная к местному стандарту покоя.



Р и с.7. Профили радиолний H56  $\mu$  и H80  $\gamma$  с вписанными гауссовскими кривыми. Обозначения по осям те же, что и на рис. 6

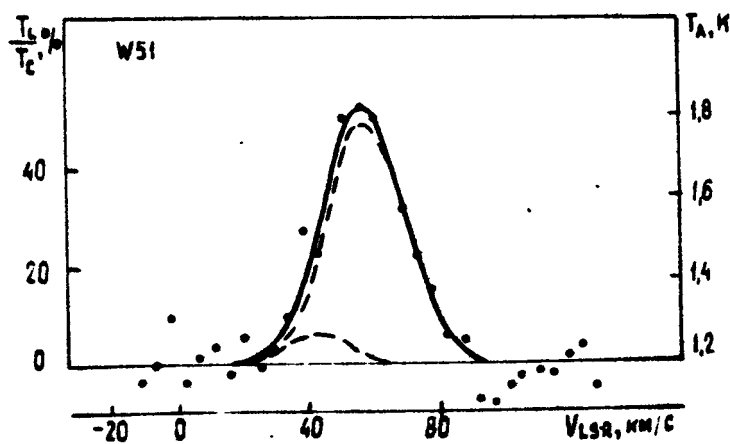
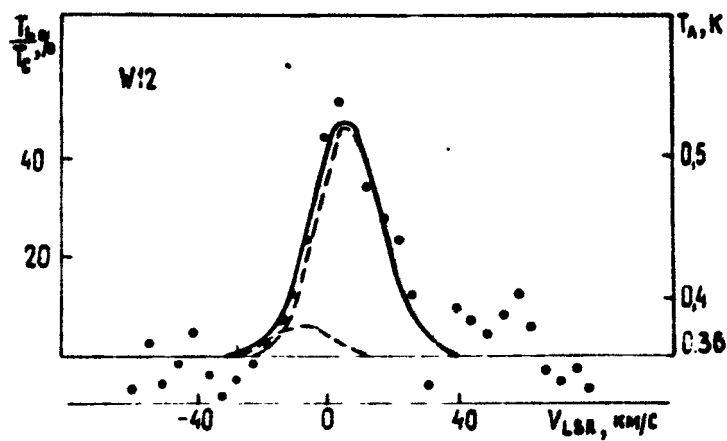


Рис.7 (продолжение)

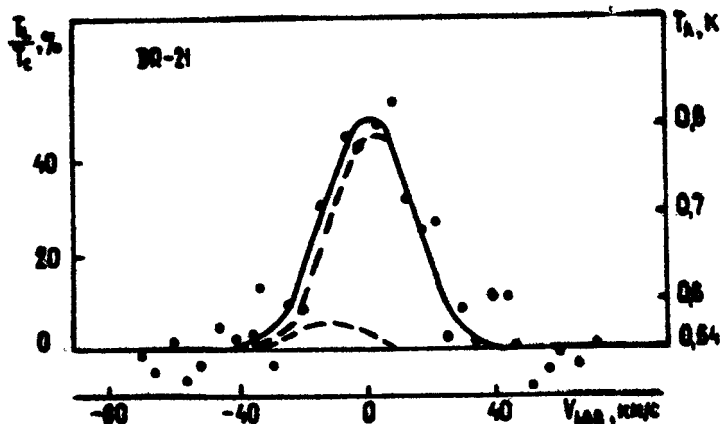


Рис.7 (окончание)

Т а б л и ц а 2

Источники	Галактические координаты	$t_H$	$T_c$ , К	$\frac{T_c}{T_c}$ , %	$\Delta\nu$ , $10^3$ МГц	$V_{LSR}$ , км/с
W 3	$133^{\circ},71+1^{\circ},22$	20	0,63	$46^{+3}$	$2,98^{+0,2}$	$-42,2^{+1,6}$
W 10	$209,01-19,38$	40	1,9	$45^{+2}$	$3,34^{+0,1}$	$-2,6^{+0,8}$
W 12	$206,54-16,35$	25	0,36	$46^{+3}$	$2,93^{+0,25}$	$5,9^{+2}$
W 51	$49,49-0,39$	30	1,2	$49^{+3}$	$3,45^{+0,2}$	$57,2^{+1,6}$
DR-21	$81,67+0,53$	25	0,54	$45^{+5}$	$3,73^{+0,22}$	$1,4^{+1,8}$

Наблюдения линии H42  $\alpha$ . Кроме наблюдений на волне 8 мм, в миллиметровом диапазоне наблюдалась ещё только одна рекомбинационная радиолиния - H42  $\alpha$  ( $\nu = 85688,4$  МГц). Это самая коротковолновая радиолиния водорода, которая наблюдалась до сих пор. Её наблюдения были проведены Вальтманом и Джонсоном на 11-метровом радиотелескопе Национальной радиоастрономической

обсерватории [2]. Использовался смесительный приемник с шумовой температурой в одноканальном режиме 1200 К. Наблюдения проводились модуляционным методом, путем переключения входа приемника между антенной и эквивалентом. Спектры получались в направлении на источник и в направлении точек на небе, смещенных поочередно на 30 угл. мин по азимуту к западу и востоку от источника. Из спектра источника вычислился спектр точки сравнения, разностные спектрограммы для двух точек сравнения полярно усреднялись. В результате наблюдений было получено :

$$\Delta \nu = 7,445 \pm 0,33 \text{ МГц,}$$

$$(\Delta \nu T_L / T_e) = 7,675 \pm 1,448 \text{ МГц.}$$

#### 4. Физические параметры областей НП, получаемые из измерений радиолиний водорода в миллиметровом диапазоне

Рекомбинационные радиолинии оказались весьма эффективным средством исследования межзвездной среды. По измеренным параметрам радиолиний водорода могут быть получены данные об основных физических условиях в областях НП : электронной температуре, плотности, скорости внутренних макроскопических движений.

Как это следует из выражений (15), (17), и (21), электронная температура может быть определена по величине, полученной в результате измерений радиолиний водорода ,

$$(T_e / T_c) \Delta \nu$$

$$T_e = 27,6 \cdot 10^{-6} \nu^2 / (T_c / T_e) \Delta \nu \times$$

$$\times \left( \frac{3}{2} \lg T_e + 1,7 - \lg \nu \right) \left( 1 + N_{n\ell} / N_{n^*} \right) , \quad (24)$$

где  $\nu$  и  $\Delta \nu$  в МГц.



Поскольку в миллиметровом диапазоне отсутствует лазерный эффект, то точность измерения  $T_e$  (кроме точности самих измерений) зависит только от величины  $\nu_n$ . Для этих измерений, по-видимому, лучше всего подходит длинноволновая часть миллиметрового диапазона, где величину  $\nu_n$  можно оценить с ошибкой  $\sim 10\%$ . Определение  $T_e$  по радиолиниям, излучающим на сантиметровых и дециметровых волнах, существенно осложняется рядом дополнительных факторов. Интенсивность линии может увеличиться из-за "лазерного эффекта". Штарковское уширение, наоборот, занижает измеряемое значение интенсивности, так как сильно вытянутые из-за уширения крылья могут отсечься при разделении линии с континуумом. На сантиметровых и тем более дециметровых волнах интенсивность континуума во много раз больше интенсивности линии, и небольшие ошибки в отделении континуума могут привести к большим ошибкам в определении параметров линии. Дополнительное усложнение возникает тогда, когда приходится также учитывать влияние конечной оптической толщи.

Все эти факторы приводят к неточности и неоднозначности в определении электронной температуры. Поэтому определение электронной температуры по измерениям радиолиний в миллиметровом диапазоне, в частности с помощью линии  $H56 \mu$ , где указанных осложнений не возникает, представляется одним из наиболее точных.

Результаты определения  $T_e$  с помощью радиолиний возбужденного водорода приведены в табл.3. Во втором столбце дана измеренная в линии  $H56 \mu$  величина  $T_e \Delta \nu / T_e$  со среднеквадратичной ошибкой [16,18]. Для Ориона приведены результаты двух независимых циклов измерений и принятое среднее значение. Результаты определения  $T_e$  по линии  $H56 \mu$  для случая термодинамического равновесия и относительного содержания атомов гелия и водорода  $(N_{He}/N_H) = 0,8$  приведены в третьем столбце. В четвертом столбце приведены результаты определения  $T_e$  по измерениям в линии  $H66 \mu$  ( $\lambda = 1,35$  см) [19], при аналогичном допущении термодинамического равновесия.

Т а б л и ц а 3

Источники	$\frac{T_e}{T_c} \Delta \nu, \text{ МГц},$ H56d	$T_e$ H56d	K H66d
W 3	1,37 $\pm$ 0,13	8260 $\pm$ 600	8400 $\pm$ 1200
W 10, Орион	$\left\{ \begin{array}{l} 1,26\pm 0,1 \\ 1,5\pm 0,1 \end{array} \right. \quad 1,38\pm 0,07$	8220 $\pm$ 400	8200 $\pm$ 300
W 12	1,34 $\pm$ 0,14	8400 $\pm$ 650	7200 $\pm$ 500
W 51	1,69 $\pm$ 0,14	6960 $\pm$ 500	7300 $\pm$ 500
DR-21	1,68 $\pm$ 0,21	7020 $\pm$ 700	8400 $\pm$ 500

Для одного из источников, приведенных в табл.3, - Ориона - можно провести дальнейшее уточнение температуры, внося небольшую коррекцию за счёт неравновесной заселенности. В соответствии с недавними измерениями штарковского уширения радиолиний водорода, в центральной части туманности Ориона (в пределах  $\sim 2'$ ) электронная плотность  $N_e = 10^4 \text{ см}^{-3}$  [20]. Используя это значение плотности и величины  $\nu_n$  и  $(kT/h\nu)(d \ln \nu_n / d\nu)$ , найденные Брокслорстом (см. рис. 1 и 2), получим следующие скорректированные за неравновесную заселенность значения  $T_e$ , которые приведены в табл.4. В таблице также приведено значение  $T_e$ , выведенное из измерений линии H42d [2].

Как видно из таблицы, значения  $T_e$ , полученные по трем коротковолновым радиолиниям, в пределах ошибки согласуются друг с другом.

В миллиметровом диапазоне, где отсутствует штарковское уширение, ширина радиолиний водорода связана с электронной температурой и скоростью внутренних движений  $V_{\text{вн}}$  \*).

\*) По спадению в 9 раз. Часто используемая в литературе среднеквадратичная скорость  $\langle V_{\text{вн}}^2 \rangle^{1/2}$  связана с  $V_{\text{вн}}$  соотношением  $V_{\text{вн}} = 0,82 \langle V_{\text{вн}}^2 \rangle^{1/2}$ .

выражением

$$\left(\frac{\Delta\nu}{\nu}\right) = \frac{2}{c} \sqrt{(\ln 2) \left[ (2kT_e/m_H) + V_{BH}^2 \right]}, \quad (25)$$

где  $m_H$  - масса атома водорода.

Т а б л и ц а 4

Электронная температура $T_e$ , К		
H42 $\alpha$ $b_{42} = 0,75$ $\eta_{42} = 1$	H56 $\alpha$ $b_{56} = 0,9$ $\eta_{56} = 1,03$	H66 $\alpha$ $b_{66} = 0,94$ $\eta_{66} = 1,05$
$6800 \pm 1275$	$7600 \pm 360$	$8100 \pm 300$

Зависимость (25) позволяет по определенным измерениям величинам  $\Delta\nu/\nu$  и  $T_e$  найти скорость внутренних движений в областях НЦ с помощью выражения

$$V_{BH} = 12,8 \sqrt{1,94 \left(\frac{\Delta\nu}{\nu}\right)^2 - T_e/10^4} \text{ км/с}. \quad (26)$$

Полученные из измерений линии H56  $\alpha$  значения  $V_{BH}$  приведены в табл.5.

Т а б л и ц а 5

Источники	$V_{BH}$ , км/с
W 3	8,85
W 10	11,6
W 12	8,1
W 51	13,1
DR-21	14,2

Определение электронной плотности областей НЦ может быть проведено по измерению штарковского уширения радиолиний водорода. Как это следует из выражения (18), для характерных плотностей  $N_e \lesssim 10^4 \text{ см}^{-3}$  уширение в миллиметровом диапазоне очень мало. Однако ширины миллиметровых радиолиний необходимы при измерении штарковского уширения, так как они дают возможность определить неуширенное доплеровское ядро линии. В результате проведения комплексных измерений неуширенных радиолиний H56  $\alpha$  и H66  $\alpha$  и радиолиний высшего порядка в диапазонах 3,3 и 6 см, имеющих заметное штарковское уширение, было определено, что электронная плотность центральной части туманности Ориона составляет  $N_e = 10^4 \text{ см}^{-3}$  [20].

### 5. Перспективы дальнейшего исследования рекомбинационных радиолиний в миллиметровом диапазоне

Проведенные наблюдения рекомбинационных радиолиний в миллиметровом диапазоне являются лишь началом исследований в весьма перспективном направлении. Эти исследования, безусловно, будут развиваться по мере продвижения в миллиметровый диапазон высокочувствительной радиоастрономической аппаратуры и создания новых крупных радиотелескопов миллиметровых волн. Проектирование таких инструментов ведется в настоящее время в ряде стран.

Преимущества исследования рекомбинационных радиолиний в миллиметровом диапазоне – возможность наиболее точно определять электронную температуру и иметь наиболее высокое угловое разрешение – представляют многообещающую перспективу детального исследования физических условий областей НЦ и нахождения зависимости этих условий от стадий эволюционного развития и морфологических особенностей туманностей.

Следует ожидать, что миллиметровый диапазон будет наиболее удобным для исследования физических условий областей НЦ на самых ранних стадиях развития. Радиолинии водорода у молодых сверхкомпактных областей НЦ с  $N_e \sim 10^5 + 10^6 \text{ см}^{-3}$  в сантиметровом диапазоне из-за штарковского уширения будут сильно размыты и трудны для обнаружения.

В миллиметровом диапазоне при таких плотностях линии должны быть вполне наблюдаемы, а наличие измеряемого шарковского уширения даст возможность определить электронную плотность.

Исследования в линиях водорода с высоким угловым разрешением было бы очень ценно дополнить одновременными наблюдениями в линиях гелия.

Проведение указанных измерений с получением информации об основных параметрах областей НП на разных стадиях их развития, начиная с самых ранних, поможет приблизиться к пониманию одной из основных задач астрофизики — проблеме звездообразования.

Исследования радиолиний возбужденного водорода в миллиметровом диапазоне весьма важны и для понимания поведения атома при высоких уровнях возбуждения. Именно в миллиметровом диапазоне можно наилучшим образом измерить заселенность высоковозбужденных уровней и получить вытекающие из прямых измерений оценки величины "мазерного эффекта" в излучении рекомбинационных радиолиний. Получение этих данных, относительно которых в настоящее время имеются только теоретические расчёты, позволило бы существенно улучшить точность интерпретации результатов наблюдений радиолиний не только на миллиметровых, но и на более длинных сантиметровых и дециметровых волнах.

## П р и л о ж е н и е

Таблицы частот рекомбинационных  
радиолиний водорода и гелия до  
 $\Delta l = 3$  в миллиметровом диапазоне

Частота, МГц	Линия	Частота , МГц	Линия
1	2	3	4
297916.1	He39 $\gamma$	177795.3	He41 $\beta$
297794.8	H 39 $\gamma$	177722.8	H 41 $\beta$
284366.4	He28 $\alpha$	175067.1	He33 $\alpha$
284250.6	H 28 $\alpha$	174995.8	H 33 $\alpha$
282448.0	He35 $\beta$	193329.6	He47 $\gamma$
282332.9	H 35 $\beta$	173259.0	H 47 $\gamma$
276858.6	He40 $\gamma$	165669.5	He42 $\beta$
276745.8	H 40 $\gamma$	165601.1	H 42 $\beta$
260138.8	He36 $\beta$	163023.1	He48 $\gamma$
260032.8	H 36 $\beta$	162956.7	H 48 $\gamma$
256406.5	He29 $\alpha$	160276.8	He34 $\alpha$
256302.1	H 29 $\alpha$	160211.5	H 34 $\alpha$
240343.5	He42 $\gamma$	154620.2	He43 $\beta$
240245.6	H 42 $\gamma$	154557.2	H 43 $\beta$
240119.0	He37 $\beta$	153518.0	He49 $\gamma$
240021.2	H 37 $\beta$	153455.5	H 49 $\gamma$
231995.5	He30 $\alpha$	147106.8	He35 $\alpha$
231901.0	H 30 $\alpha$	147046.9	H 35 $\alpha$
222102.3	He38 $\beta$	144737.0	He50 $\gamma$
222011.8	H 38 $\beta$	144678.9	H 50 $\gamma$
210587.6	He31 $\alpha$	144533.0	He44 $\beta$
210501.8	H 31 $\alpha$	144474.1	H 44 $\beta$
209979.6	He44 $\gamma$	136614.9	He51 $\gamma$
209894.1	H 44 $\gamma$	136559.3	H 51 $\gamma$
205844.2	He39 $\beta$	135341.2	He36 $\alpha$
203760.3	H 39 $\beta$	135304.6	He45 $\beta$
196703.6	He45 $\gamma$	135286.0	H 36 $\alpha$
196623.4	H 45 $\gamma$	135249.5	H 45 $\beta$

1	2	3	4
191734.9	He32 $\alpha$	129088.8	He52 $\gamma$
191656.8	H 32 $\alpha$	129036.2	H 52 $\gamma$
191135.3	He40 $\beta$	126845.6	He46 $\beta$
191057.4	H 40 $\beta$	126793.9	H 46 $\beta$
184523.9	He46 $\gamma$	124797.6	He37 $\alpha$
184468.7	H 46 $\gamma$	124746.7	H 37 $\alpha$
119077.3	He47 $\beta$	79945.23	He43 $\alpha$
119028.8	H 47 $\beta$	79912.66	H 43 $\alpha$
115617.2	He54 $\gamma$	79136.10	He54 $\beta$
115570.0	H 54 $\gamma$	79103.87	H 54 $\beta$
115321.4	He38 $\alpha$	77166.79	He62 $\gamma$
115274.4	H 38 $\alpha$	77135.36	H 62 $\gamma$
111930.7	He48 $\beta$	74970.17	He55 $\beta$
111885.1	H 48 $\beta$	74939.63	H 55 $\beta$
109580.7	He55 $\gamma$	74674.99	He44 $\alpha$
109536.0	H 55 $\gamma$	74644.57	H 44 $\alpha$
106780.9	He39 $\alpha$	73630.46	He63 $\gamma$
106737.4	H 39 $\alpha$	73600.47	H 63 $\gamma$
105344.8	He49 $\beta$	71091.61	He56 $\beta$
105301.9	H 49 $\beta$	71062.65	H 56 $\beta$
103957.2	He56 $\gamma$	70307.00	He64 $\gamma$
103914.9	H 56 $\gamma$	70278.36	H 64 $\gamma$
99265.66	He50 $\beta$	69858.02	He45 $\alpha$
99225.22	H 50 $\beta$	69829.56	H 45 $\alpha$
99063.32	He40 $\alpha$	67476.07	He57 $\beta$
99022.97	H 40 $\alpha$	67448.59	H 57 $\beta$
98712.11	He57 $\gamma$	67180.60	He65 $\gamma$
98671.90	H 57 $\gamma$	67153.24	H 65 $\gamma$
93814.10	He58 $\gamma$	65446.60	He46 $\alpha$
93775.88	H 58 $\gamma$	65419.95	H 46 $\alpha$
93645.47	He51 $\beta$	64236.89	He66 $\gamma$
93607.33	H 51 $\beta$	64210.73	H 66 $\gamma$
92071.95	He41 $\alpha$	64101.63	He58 $\beta$
92034.45	H 41 $\alpha$	64075.52	H 58 $\beta$
89234.91	He59 $\gamma$	61462.71	He67 $\gamma$
89198.56	H 59 $\gamma$	61437.67	H 67 $\gamma$
88441.72	He52 $\beta$	61398.95	He47 $\alpha$
88405.70	H 52 $\beta$	61373.94	H 47 $\alpha$
85723.32	He42 $\alpha$	60948.51	He59 $\beta$
85688.40	H 42 $\alpha$	60923.68	H 59 $\beta$

1	2	3	4
84949.01	He60 $\gamma$	58846.02	He68 $\gamma$
84914.41	H 60 $\gamma$	58822.05	H 68 $\gamma$
83616.54	He53 $\beta$	57998.86	He60 $\beta$
83582.48	H 53 $\beta$	57975.24	H 60 $\beta$
80933.29	He61 $\gamma$	57678.33	He48 $\alpha$
80900.32	H 61 $\gamma$	57654.83	H 48 $\alpha$
56375.80	He69 $\gamma$	40647.06	He54 $\alpha$
56352.84	H 69 $\gamma$	40630.53	H 54 $\alpha$
55236.54	He61 $\beta$	40069.20	He68 $\beta$
55214.04	H 61 $\beta$	40052.88	H 68 $\beta$
54252.35	He49 $\alpha$	39307.43	He78 $\gamma$
54230.25	H 49 $\alpha$	39291.42	H 78 $\gamma$
54041.95	He70 $\gamma$	38489.04	He55 $\alpha$
54019.94	H 70 $\gamma$	38473.36	H 55 $\alpha$
52646.39	He62 $\beta$	38373.91	He69 $\beta$
52625.45	H 62 $\beta$	38360.28	H 69 $\beta$
51835.19	He71 $\gamma$	37860.02	He79 $\gamma$
51814.07	H 71 $\gamma$	37844.59	H 79 $\gamma$
51092.43	He50 $\alpha$	36776.70	He70 $\beta$
51071.62	H 50 $\alpha$	36761.72	H 70 $\beta$
50216.65	He63 $\beta$	36482.81	He80 $\gamma$
50196.19	H 63 $\beta$	36481.13	He56 $\alpha$
49746.97	He72 $\gamma$	36467.95	H 80 $\gamma$
49726.70	H 72 $\gamma$	36466.27	H 56 $\alpha$
48173.23	He51 $\alpha$	35265.14	He71 $\beta$
48153.60	H 51 $\alpha$	35250.78	H 71 $\beta$
47769.44	He73 $\gamma$	35171.60	He81 $\gamma$
47749.98	H 73 $\gamma$	35157.27	H 81 $\gamma$
45895.37	He74 $\gamma$	34610.49	He57 $\alpha$
45876.67	H 74 $\gamma$	34596.39	H 57 $\alpha$
45787.10	He65 $\beta$	33922.49	He82 $\gamma$
45768.45	H 65 $\beta$	33908.67	H 82 $\gamma$
45472.25	He52 $\alpha$	33835.29	He72 $\beta$
45453.72	H 52 $\alpha$	33821.51	H 72 $\beta$
44118.07	He75 $\gamma$	32865.59	He58 $\alpha$
44100.10	H 75 $\gamma$	32852.20	H 58 $\alpha$
43766.78	He66 $\beta$	32731.84	He83 $\gamma$
43748.96	H 66 $\beta$	32718.51	H 83 $\gamma$
42969.48	He53 $\alpha$	32481.72	He73 $\beta$
42951.97	H 53 $\alpha$	32468.49	H 73 $\beta$



1	2	3	4
42431.38	He76 $\gamma$	31596.27	He84 $\gamma$
42414.09	H 76 $\gamma$	31583.40	H 84 $\gamma$
41863.61	He67 $\beta$	31236.04	He59 $\alpha$
41846.56	H 67 $\beta$	31223.32	H 59 $\alpha$
40829.59	He77 $\gamma$	31199.40	He74 $\beta$
40812.96	H 77 $\gamma$	31186.69	H 74 $\beta$
		30512.63	He85 $\gamma$
		30500.21	H 85 $\gamma$

### Литература

1. Сороченко Р.Л., Бородзич Э.В., Дравских А.Ф., Кардашев Н.С. Радиолинии возбужденного водорода. - Открытия в СССР 1957-1967 гг. М., ЦНИИПИ, 1968.
2. Waltman W.B., Johnston K.J., *Astrophys.J.*, 1973, 182, p. 489.
3. Pedlar A.P., Davies R.D., Hart L., Shaver P.A., *Mon.Not.R.astr.Soc.*, 1978, 182, p.473.
4. Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров. Физматгиз. М., 1963.
5. Menzel D.H., *Nature*, 1968, 218, p.756.
6. Menzel D.H., *Astrophys.J.*, 1937, 85, p.330.
7. Шкловский И.С. Космическое радиоизлучение. ГИТТЛ, 1956.
8. Гуляев С.А., Сороченко Р.Л. - *Астрон.ж.*, 1974, 51, с.1237.
9. Brocklehurst M., *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 1970, 148, p.417.
10. Brocklehurst M., Seaton M.J., *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 1972, 157, p.179.

11. Goldberg L., *Astrophys.J.*, 1966, 144, p.1225.
12. Сороченко Р.Л., Пузанов В.А., Саломонович А.С., Штейншлейгер В.Б. - *Astrophys.Let.*, 1969, 3, p.7.
13. Бахрах Л.Д., Григорьева М.И., Загатиц В.И. и др. - *Изв. вузов. Радиофизика*, 1969, 12, с.1115.
14. Гуднов В.М., Сороченко Р.Л. - *Астрон.ж.*, 1967, 44 , с.1001.
15. Гуднов В.М., Куценко А.В., Павлов Г.А. и др. - *Изв. вузов. Радиофизика*, 1976, 19, с.1745.
16. Берулис И.И., Смирнов Г.Т., Сороченко Р.Л. - *Письма в АЖ*, 1975, 1, с.28.
17. Берулис И.И., Сороченко Р.Л. - *Астрон.ж.*, 1973, 50, с.270.
18. Sorochenko R.L., Berulis I.I., *Astrophys.Let.*, 1969
19. Wilson T.L., Biegling J., Wilson W.W., *Astron.Astroph.*, 1978 (in press).
20. Панконин В., Смирнов Г.Т., Сороченко Р.Л. - *Всесоюзная конференция по радиоастрономии. Звенигород. М., 1979г.*

# ПОИСК И ИССЛЕДОВАНИЕ КОНДЕНСАЦИЙ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ В ТЕМНЫХ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ТУМАННОСТЯХ

И.И.Зинченко, А.Г.Кисляков

## 1. Введение

Согласно одной из распространенных концепций, образование звезд в настоящее время происходит путем сжатия облаков разреженного межзвездного вещества. Сжатие протекает не однородно, а с образованием плотного ядра, масса которого составляет небольшую часть массы облака. Для проверки этой гипотезы и выяснения деталей процесса звездообразования необходимо всестороннее исследование свойств соответствующих объектов с целью определения последовательности их эволюции. Один из типов объектов, в которых, видимо, могут идти такие процессы, — это темные туманности. Возникает вопрос о поиске их проявлений, и в первую очередь о поиске плотных ядер звездообразования, которые в соответствии с вышеупомянутой концепцией должны образовываться на ранних стадиях эволюции протозвезд. Оптические методы для этой цели малопригодны. Поиск таких ядер следует, видимо, вести путем исследования излучения тех компонентов межзвездной среды, концентрация которых коррелирует с плотностью водорода, например излучения пыли.

С другой стороны, темные туманности могут быть рудиментами распада более плотных образований и в этом случае также могут содержать конденсации. Исследование ди-

намики газопылевых облаков, что может быть сделано методами молекулярной астрономии, должно дать ответ на вопрос, с какой ветвью эволюции межзвездного вещества мы имеем дело.

К настоящему времени проведено довольно много ИК наблюдений темных туманностей на волнах  $\lambda \lesssim 100$  мкм, в результате которых были обнаружены интересные ИК источники. Однако пик интенсивности излучения самых холодных конденсаций должен лежать на более длинных волнах, на которых до сих пор систематических поисковых работ не проводилось.

С 1971 г. сначала в НИРФИ, а затем в ИПФ АН СССР осуществляется программа обзора темных туманностей в континууме на миллиметровых волнах с целью поиска подобных объектов. К настоящему времени обнаружены три, которые в дальнейшем исследовались в линиях CO, H<sub>2</sub>CO и HCN. Настоящая работа представляет собой обзор и обобщение результатов этих наблюдений. В разд.2 обсуждаются свойства межзвездной пыли. Следующий раздел посвящен анализу возможностей различных методов поиска плотных холодных конденсаций в межзвездных облаках. Результаты обзора темных туманностей в континууме на миллиметровых волнах суммируются в разд.4. Данные об излучении обнаруженных в них конденсаций в линиях CO, H<sub>2</sub>CO и HCN приводятся в разд.5. В разд.6 рассматриваются возможные модели этих объектов и оцениваются их физические характеристики.

## 2. Межзвездная пыль

Состав и свойства межзвездной пыли подробно описаны в монографии [1] и обзоре [2]. Учитывая данные новейших исследований, в настоящей работе рассмотрим те ее характеристики, которые имеют непосредственное отношение к наблюдениям в субмиллиметровой и миллиметровой областях спектра.

Межзвездная пыль, по-видимому, многокомпонентна [1-3]. Ни одна однокомпонентная модель не позволяет описать совокупность данных наблюдений. В ее составе, несомненно,

есть графитовые и силикатные частицы, возможно с оболочками из загрязненного льда. Значительную часть могут составлять пылинки (или оболочки) из смерзшихся молекул [3]. Приводятся аргументы в пользу присутствия полимеров, таких, например, как полисахариды [4,5]. Состав пыли в объектах разного типа, видимо, различен. Так, пылинки из смерзшихся молекул могут существовать лишь при достаточно низких температурах ( $T \lesssim 100$  K).

Отношение массы пыли ( $M_d$ ) к массе газа, по многочисленным данным, составляет в среднем  $\epsilon \sim 5 \cdot 10^{-3}$ . Интересен вопрос о вариациях этого отношения, поскольку он связан с проблемой происхождения пыли и эволюции межзвездных облаков. В работе [6] показано, что при обычных условиях в молекулярных облаках  $\epsilon$  постепенно увеличивается и за время порядка  $10^8$  лет может достигнуть величины  $\epsilon \sim 1$ . По некоторым оценкам возраст многих объектов больше, чем  $10^8$  лет [6].

Оптическая толщина пылевого облака равна

$$\tau(\lambda) = \int_0^D n_d(l) \sigma_a(\lambda) dl, \quad (1)$$

где  $\sigma_a(\lambda)$  — сечение поглощения,  $n_d$  — концентрация пылинок. Интеграл берется вдоль луча зрения. Считая пылинки сферическими с радиусом  $a$ , можно формулу (1) преобразовать к виду

$$\tau = 3Q(\lambda)D/4ar, \quad (2)$$

где  $Q(\lambda)$  — фактор эффективности поглощения,  $r$  — плотность вещества пылинок,  $D$  — масса пыли в столбе единичного сечения. При  $2\pi a \ll \lambda$  величина  $Q/a$  не зависит от  $a$ . Таким образом, на достаточно длинных волнах ( $\lambda \gg \gg 1$  мкм) оптическая толщина не зависит от размера пылинок, а определяется полным количеством пыли на луче зрения. Величину  $(3/4)Q/ar$  можно назвать массовым коэффициентом поглощения —  $K_m(\lambda)$ .

Величина  $Q/a$ , как следует из формул работы [7], определяется длиной волны и комплексной диэлектрической проницаемостью пылинки  $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$ :

$$\frac{Q}{a} = \frac{24\pi}{\lambda} \frac{\epsilon''}{(\epsilon' + 2)^2 + (\epsilon'')^2} \quad (3)$$

Так как состав и свойства межзвездной пыли известны плохо, неудивительно, что в оценках величины  $Q/a$  наблюдается значительный разброс. Наблюдения и расчеты показывают, что на субмиллиметровых волнах  $Q/a \propto \lambda^{-\alpha}$ , где  $\alpha = \text{const}$ . Обычно предполагается, что субмиллиметровое излучение обусловлено графитовыми или силикатными (возможно, с оболочкой) пылинками. Результаты некоторых расчетов  $Q/a$  для таких частиц, а также результаты экстраполяции измерений коэффициента поглощения  $K_M(\lambda)$  для аморфных силикатов [12] приведены в табл.1. В работе [3] высказывается мнение, что субмиллиметровое излучение связано в основном с гипотетической D-компонентой пыли, состоящей, возможно, из сгустившихся молекул с высокой эффективностью поглощения ( $Q/a \sim 2\pi/\lambda$ ) в субмиллиметровом диапазоне. Разные оценки величины  $Q/a$  отличаются на два порядка. Для более точного ее определения необходимо сопоставление данных наблюдений в различных участках спектра. В связи с этим заметим, что состав и свойства пыли могут и должны меняться в зависимости от физических условий.

Наблюдения показывают, что коэффициент  $\alpha = 1 + 2$ , при этом спектры некоторых источников соответствуют  $\alpha \approx 1$ , других  $\alpha \approx 2$ , а есть и промежуточные случаи (см., например, [13-18]). Возможно, что это связано с различием свойств пыли в разных объектах. Нужно отметить, что измеренные значения  $\alpha$  обычно представляют собой нижний предел действительных величин [18], что связано с влиянием неизотермичности и других факторов. Что касается величины  $Q/a$ , то при интерпретации данных наблюдений она, как правило, выбирается довольно произвольно. Впрочем, были и попытки определить ее более или менее точно. Так, в работе [19] из сравнения оптической толщины в дальней ИК области и в оптике найдено, что  $Q(50 \text{ мк}) \approx 0,01$ . В [20] показано, что  $K_M(400 \text{ мк}) \approx 17 \text{ см}^2/\text{г}$ .

Путем сравнения данных о поглощении в оптике и на  $\lambda = 1 \text{ мм}$  найдено, что  $Q(1 \text{ мм})/Q = 21 \pm 6 \text{ см}^{-1}$ . Эта величина весьма близка к ожидаемой для аморфных силикатов (табл.1), если  $\rho \sim 1 \text{ г/см}^3$ , что представляется

\*Данные получены W.A.Sherwood, E.M.Arnold, G.V.Schultz (частное сообщение).

Тип пылинки	$Q$ (1 мм) / $Q_{\text{см}^{-1}}$	$\alpha$	Примечания
Оливин.	0,069	2,2	Радиус ядра $Q_c = 0,01-0,25$ мк [8]
Ядро из оливина + ледяная оболочка	0,013	3,0	Полный радиус $Q = 1,06 Q_c$
'	0,024	3,3	$Q = 1,25 Q_c$
'	0,040	3,5	$Q \geq 1,5 Q_c$
Плавленый кварц	0,37	1,6	
Ядро из плавленого кварца + ледяная оболочка	0,21	2,2	$Q = 1,06 Q_c$
'	0,063	3,0	$Q = 1,25 Q_c$
'	0,040	3,5	$Q \geq 1,5 Q_c$
Лунные породы	0,46	1,9	Радиус ядра $Q_c \sim 0,1$ мк
Ядро из лунных пород + ледяная оболочка	0,41	2,2	$Q = 1,1 Q_c$
'	0,10	2,6	$Q = 1,25 Q_c$

Окончание табл.1

Тип пылинок	$Q(1 \text{ мм})/Q, \text{ см}^{-1}$	$\alpha$	Примечания
Ядро из лунных пород + ледяная оболочка	0,088	2,9	$Q = 1,5 Q_c$
" "	0,047	3,2	$Q = 2 Q_c$ " "
Силикаты	~ 40	1,0	Максимально возможная величина $Q/Q_c$
" "	9,51	1,0	Рассчитаны по формуле (3) " "
Графит	0,18	2,0	для использованных в работе [9] констант
Силикаты	0,84	2,0	[10]
" "	0,035	2,0	[11]
Аморфные силикаты	25р	1,25	Измерения [12]
" "	10р	1,5	" "



правдоподобным. В дальнейшем при оценках содержания пыли в источниках мы будем использовать значения  $K_n$  для аморфных силикатов.

Перейдем теперь к рассмотрению излучения пыли. Плотность потока излучения от оптически тонкого изотермичного облака равна

$$S(\lambda) = K_n M_d R^{-2} B(T_d), \quad (4)$$

где  $M_d$  - масса пыли,  $R$  - расстояние до облака,  $B(T) = (2h\nu^3/c^2) [\exp(h\nu/kT) - 1]^{-1}$  - функция Планка. Однако, обычно измеряется не  $S(\lambda)$ , а приращение плотности потока на фоне реликтового излучения  $\Delta S(\lambda)$ , равное

$$\Delta S(\lambda) = K_n M_d R^{-2} [B(T_d) - B(T_{\text{BB}})], \quad (5)$$

где  $T_{\text{BB}}$  - температура реликтового фона. Если  $T_d \gg T_{\text{BB}}$ , то в приближении Рэлея-Джинса

$$\Delta S(\lambda) \approx S(\lambda) = \frac{2kT_d}{\lambda^2 R^2} K_n(\lambda) M_d. \quad (6)$$

Выразив  $\lambda$  в миллиметрах,  $R$  - в килопарсеках и  $S$  - в янских, получим

$$S_{\text{ян}}(\lambda) \approx 0,57 \frac{1}{\lambda_{\text{мм}}^2 R_{\text{кпс}}^2} K_n(\lambda) T_d (M_d/M_\odot). \quad (6a)$$

При  $T_d \geq 10$  К формулы (5) и (6) справедливы в области  $\lambda \gg 0,5$  мм.

Для случая  $Q = A_d/\lambda^2$ , проинтегрировав по частоте, можно найти светимость оптически тонкого пылевого облака:

$$L = \frac{3A}{\rho} M_d C(\alpha) T_d^{4+\alpha}, \quad (7)$$

где

$$C(\alpha) = 2\pi k^{4+\alpha} \Gamma(4+\alpha) \zeta(4+\alpha) / c^{3+\alpha} h^{3+\alpha}. \quad (8)$$

Здесь  $\Gamma(\Gamma)$  - гамма-функция,  $\zeta(\Gamma)$  - дзета-функция Римана. Значения  $C(\alpha)$  для  $\alpha = 1$  и  $2$  приведены в табл. 2.  $C(0)$  представляет собой постоянную Стефана-Больцмана.

Т а б л и ц а 2

$\alpha$	$C(\alpha)$ эрг $\text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{град}^{-4-\alpha}$
1,0	$1,51 \cdot 10^{-4}$
1,5	$2,71 \cdot 10^{-4}$
2,0	$5,15 \cdot 10^{-4}$

В солнечных единицах

$$\frac{L}{L_{\odot}} \approx 0,52 \frac{3A}{\beta} C(\alpha) T_d^{4+\alpha} (M_d/M_{\odot}). \quad (9)$$

Наконец, из формул (6) и (7) следует, что

$$\frac{L}{S(\lambda)} = 2 C(\alpha) \kappa^{-1} \lambda^{2+\alpha} R^2 T_d^{3+\alpha}. \quad (10)$$

Формулы (4)–(10) позволяют оценивать количество пыли в источниках и исследовать их энергетику.

Рассмотрим вопрос о радиальной зависимости оптической толщины на луче зрения и поверхностной яркости сферического пылевого облака в предположении, что плотность пыли меняется по закону  $\rho_d = \rho_{d_0} \cdot (\gamma_0/\gamma)^{\beta}$ , а температура  $T_d = T_{d_0} (\gamma_0/\gamma)^{\gamma}$ . Учитывая геометрию задачи, по формуле (1) получим

$$\tau = \sigma_d \rho_{d_0} \gamma_0^{\beta} \sqrt{\pi} \Gamma(\beta/2 - 1/2) / \rho^{\beta-1} \Gamma(\beta/2), \quad (11)$$

где  $\rho$  – минимальное расстояние луча зрения от центра облака. Яркостная температура при  $\tau \ll 1$  и  $T_d \gg T_{\text{об}}$  равна

$$T_{\text{я}} = \int_0^{\infty} T_d \sigma_r \rho_d dl. \quad (12)$$

Проинтегрировав, получим

$$T_{\text{я}} = \sigma_d \rho_{d_0} T_{d_0} \gamma_0^{\beta+\gamma} \sqrt{\pi} \Gamma[(\beta+\gamma)/2 - 1/2] / \rho^{\beta+\gamma-1} \Gamma[(\beta+\gamma)/2]. \quad (13)$$

Таким образом,  $\tau \propto \rho^{-(\beta-1)}$ ,  $T_A \propto \rho^{-(\beta+\gamma-1)}$ . В облаках с внутренними источниками энергии в виде звезд температура пыли должна быть максимальной в центре и медленно спадать к краям ( $\gamma = 0,33 - 0,4$  [18]). Если же таких источников нет, то  $T_d$  должна быть максимальной на периферии облака [21].

Излучение пылевых облаков может быть поляризовано. Это возможно, если несферические пылинки под действием какого-то анизотропного фактора ориентируются преимущественно в некотором определенном направлении. Наблюдения сильной ИК поляризации в направлении туманности Клейнманна-Лоу [22] и Центра Галактики [23], по-видимому, подтверждают, что такое ориентирование имеет место, хотя для первого объекта имеется и альтернативная гипотеза [24].

Можно показать, что степень поляризации излучения оптически тонкого облака с точностью до членов порядка  $\rho_e^2$  равна

$$P_e(\lambda) = |S(\lambda) Q_A| \sin^2 \psi, \quad (14)$$

где  $S(\lambda) = (\sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp}) / 2\sigma$ ,  $\sigma = (\sigma_{\parallel} + 2\sigma_{\perp}) / 3$ ,  $\sigma_{\parallel, \perp}$  - сечения поглощения для волн, электрический вектор которых соответственно параллелен и перпендикулярен оси симметрии пылинки,  $Q_A = (3 \langle \cos^2 \theta \rangle - 1) / 2$ ,  $\theta$  - угол между осью симметрии пылинки и осью ориентации, скобки  $\langle \rangle$  означают среднее по ансамблю,  $\psi$  - угол между направлением пространства и осью ориентации.

Степень поляризации прошедшего через облако излучения ( $P_a$ ) на волне  $\lambda_1$  связана с  $P_e(\lambda_2)$  соотношением (без учета многократного рассеяния)

$$P_a(\lambda_1) = \text{th} \frac{S(\lambda_1)}{S(\lambda_2)} P_e(\lambda_2) \tau(\lambda_1), \quad (15)$$

которое позволяет оценивать оптическую толщину по данным измерений  $P_a$  и  $P_e$  на разных волнах.

Заметим, что при наличии градиента температуры и излучение оптически толстого облака может быть поляризовано. Степень поляризации должна быть равна

$$P_e' \approx (1/n_d \epsilon_d) (1/T_d) |dT_d/dl| P_e, \quad (16)$$

где  $P_e$  дается формулой (15), а значения величин  $n_d, T_d$  и  $dT_d/dl$  относятся к области  $\tau = 1$ .

К сожалению, попытки обнаружить поляризацию собственного излучения межзвездных облаков пока успеха не имели [25, 26].

### 3. Проблемы поиска холодных конденсаций в темных туманностях

Очевидные места сгущения межзвездной материи, в которых можно ожидать протекания процессов звездообразования, — это темные туманности. Возникает вопрос о поиске конденсаций в этих объектах. Оптические методы здесь явно непригодны, поскольку при большом среднем поглощении в туманности его мелкомасштабные вариации будут незаметны. Поэтому поиск должен производиться путем исследования собственного излучения туманности, причем на таких волнах, где оптическая толща туманности мала. В межзвездной среде присутствует ряд компонентов, интенсивность излучения которых коррелирует с плотностью водорода. Это пыль и некоторые молекулы, в первую очередь CO [27]. Их излучение и может служить индикатором плотности. Рассмотрим сначала возможности наблюдений пыли.

Температура конденсаций, в которых нет внутренних источников энергии, должна быть весьма низкой ( $T \sim 10$  K). Пик излучения в непрерывном спектре будет лежать на волнах  $\lambda \sim 300$  мк. Наблюдать на этих волнах с поверхности Земли трудно. Кроме того, наиболее плотные объекты могут оказаться непрозрачными в этом диапазоне. С увеличением длины волны оптическая толща пылевого облака уменьшается, как  $\lambda^{-(1+2)}$  (2). Поэтому ясно, что оптимальный интервал длин волн для поиска таких конденсаций — это длинноволновая часть субмиллиметрового диапазона. Нужно заметить, что в настоящее время чувствительность приемников в этой области резко ухудшается с укорочением длины волны, а атмосферное поглощение растет. В связи с этим условия наблюдений на волнах 1+3 мм с поверхности Земли сравнимы.

До недавнего времени наблюдения в субмиллиметровой

области осуществлялись в основном при помощи широкополосных приемников - болометров и т.п. Интерпретация результатов таких наблюдений зависит от принятой модели атмосферы, допущений относительно спектра источника и других факторов. Кроме того, в полосу приема попадает множество молекулярных линий, суммарная интенсивность излучения которых в принципе может превышать интенсивность излучения в непрерывном спектре. Поэтому предпочтительнее проводить такие измерения при помощи более узкополосной аппаратуры, например, традиционных для радиодиапазона супергетеродинных радиометров с полосой порядка 100 МГц. Сейчас созданы такие приемники, работающие на волнах до 0,8 мм [28].

Исходя из обычной формулы для чувствительности (см., например, [29]), можно найти, что минимальное обнаружимое количество пыли на лучезрения при условии, что размеры источника больше ширины диаграммы направленности телескопа, равно

$$D_{\min} = (T_w / T_c) K_M^{-1} / \sqrt{\Delta \nu \Delta t}, \quad (17)$$

где  $T_w$  - шумовая температура приемной системы,  $\Delta \nu$  - полоса пропускания и  $\Delta t$  - время интегрирования. При  $T_w = 500$  К,  $T_c = 10$  К,  $\Delta \nu = 100$  МГц  $D_{\min} \approx 5 \cdot 10^{-3} K_M^{-1} \Delta t^{-1/2}$  (г/см<sup>2</sup>). Такое количество пыли приведет к ослаблению в оптике  $A_v \approx 190 K_M^{-1} \Delta t^{-1/2} Q_v$  ( $Q_v$  - эффективность поглощения в видимой области). При  $K_M(3\text{мм}) = 3$  см<sup>2</sup>/г, как для аморфных силикатов (табл.1),  $D_{\min} \approx \approx 1,5 \cdot 10^{-3} \Delta t^{-1/2}$  г/см<sup>2</sup> и  $A_v \approx 60 \Delta t^{-1/2}$ . Таким образом, при разумном времени наблюдения может быть достигнута вполне приемлемая чувствительность.

Другим средством поиска конденсаций, как отмечалось выше, могут быть наблюдения линий атомов и молекул, концентрация которых коррелирует с концентрацией водорода. Самыми подходящими для этой цели представляются линии изотопов наиболее распространенной после  $H_2$  молекулы - CO. Сравним возможности наблюдений в континууме и в линиях. Пусть наблюдения ведутся на одной и той же частоте, а шумовые температуры приемников одинаковы. Если при этом температура пыли близка к температуре возбуж-

дения данного перехода, то отношение времен, необходимых для обнаружения излучения в континууме и в линии, равно

$$\frac{\Delta t_c}{\Delta t_l} \approx (\tau_l / \tau_c)^2 \Delta \nu_l / \Delta \nu_c, \quad (18)$$

где  $\tau_{l,c}$  — оптическая толща в линии и в непрерывном спектре соответственно,  $\Delta \nu_{l,c}$  — ширина полосы приема при наблюдениях в линии и в континууме соответственно. Для оптимального обнаружения  $\Delta \nu_l$  должна быть порядка ширины линии, т.е.  $(\nu/c) \Delta V$  ( $\Delta V$  — ширина линии в единицах скорости). Обычно  $\Delta V = 3 + 10$  км/с,  $\Delta \nu_c \sim 500$  МГц. Оптическая толща должна быть меньше единицы, но в то же время нужно, чтобы она была и не слишком малой. Допустим, что выбрана линия с  $\tau_l \approx 0,3$ . Тогда  $(\Delta t_c / \Delta t_l) \sim \sim 10^{-4} / (\lambda \tau_c^2)$ . Следовательно, на волне  $\lambda \sim 3$  мм конденсации с  $\tau_c \geq 2 \cdot 10^{-2}$  выгодней искать по излучению в непрерывном спектре. Приведенные ниже результаты наблюдений показывают, что такие объекты существуют.

Количество темных туманностей очень велико (каталог Линдс [30], например, насчитывает 1802 туманности). Поэтому возникает проблема выбора объектов для наблюдений. Очевидно, в первую очередь целесообразно наблюдать наиболее плотные. В каталоге Линдс туманности разделены на 6 классов непрозрачности на основе визуальных оценок. Такое деление довольно грубо, и, кроме того, даже самый плотный класс содержит все еще слишком много объектов. Дикман [31] выполнил обзор 68 туманностей в линиях CO. Оценки количества молекул на луче зрения ( $N_{CO}$ ) делались им в предположении локального термодинамического равновесия, что, как показано им же, может занижить  $N_{CO}$  в несколько раз. Однако результаты этого обзора, несомненно, полезны при выборе объектов для поиска излучения в континууме.

#### 4. Наблюдения темных туманностей в континууме

В обзоре плоскости Галактики на волне 100 мк [32] было обнаружено несколько источников, ассоциирующихся с

темными туманностями. Температура объектов, излучающих на этой волне, должна составлять по крайней мере десятки Кельвинов. Более коротковолновых обзоров касаться не будем, поскольку в них регистрируются сравнительно "горячие" образования.

С 1971 г. в НИРФИ, а затем в ИПФ АН СССР осуществляется программа обзора темных туманностей на миллиметровых волнах с целью поиска плотных холодных конденсаций по их излучению в непрерывном спектре. Наблюдения проводились на РТ-22 КраО АН СССР и на РТ=25x2 ИПФ АН СССР [33, 34]. РТ=25x2 - пассажный инструмент. С его помощью наблюдались комплексы темных туманностей в созвездиях Ориона и Единорога. При наблюдениях в Орионе использовался широкополосный приемник с эффективной длиной волны для источника с тепловым спектром 1,15 мм [35]. Наблюдения в Единороге осуществлялись при помощи супергетеродинного радиометра с параметрическим усилителем на входе, работающим на волне 4,25 мм.

В ходе этих наблюдений были обнаружены источники в области темной туманности  $\zeta$  1640 (Орион) [36] и рассеянного скопления NGC 2264 (Единорог) [37]. В работе [37] последний был условно отождествлен с находящейся неподалеку (на 20' южнее) темной туманностью  $\zeta$  1613. Позднее его излучение было зарегистрировано на волне 0,87 мм при помощи супергетеродинного радиометра [38].

Эти туманности и ряд других наблюдались на РТ=22 на волнах 3,5 и 4 мм при помощи нескольких вариантов неохлаждаемого супергетеродинного радиометра, чувствительность которого с 1971 г. была улучшена от 0,5 К до 0,15 К [39]. Наблюдения проводились в основном путем сканирования по склонению ( $\delta$ ) при постоянных значениях прямого восхождения ( $\alpha$ ). В дальнейшем сканы с одинаковыми  $\alpha$  усреднялись. Для ослабления влияния атмосферы применялась диаграммная модуляция. Вспомогательная диаграмма направленности отстояла на 8' к западу (по азимуту) от основной.

Таким образом были исследованы площадки размером  $3' \div 5'$  по  $\alpha$  и  $7' \div 15'$  по  $\delta$  в туманностях  $\zeta$  1,  $\zeta$  122,  $\zeta$  134,  $\zeta$  255,  $\zeta$  673,  $\zeta$  896,  $\zeta$  1613 и  $\zeta$  1640. В дополнение к вышеупомянутым источникам в  $\zeta$  1613 и  $\zeta$  1640 был

обнаружен миллиметровый источник в туманности L 673 [40]. Результаты наблюдений этих трех объектов суммируются в табл. 3. В остальных случаях приращение антенной температуры (скорректированное на поглощение в атмосфере) не превышает  $0,05 \div 0,15$  К (3σ). Нужно отметить, что по мере улучшения чувствительности аппаратуры, оценки плотностей потоков и других параметров подчас существенно уточнялись. Ниже кратко обсуждаются данные об излучении обнаруженных источников в непрерывном спектре.

L 673. Размер источника по прямому восхождению не определен. Приведенное в табл.3 значение плотности потока рассчитано в предположении, что размеры по  $\alpha$  и по  $\delta$  одинаковы. В этой области нет известных радиоисточников. Это позволяет предположить, что миллиметровое излучение обусловлено пылью.

L 1613. Выше отмечалось, что отождествление миллиметрового источника с туманностью L 1613 является чисто условным. Он находится в области рассеянного звездного скопления NGC 2264. Главный член скопления — 15 Мо η — звезда класса O7 V. По-видимому, источник состоит из двух компонент, расстояние между которыми около 5". Главная (северная) компонента расположена на 2' восточнее 15 Мо η. В точке с координатами  $\alpha_{1950} = 6^h 38^m 35.5 \pm 0.2$ ;  $\delta_{1950} = 9^\circ 58' 42'' \pm 4''$  находится компактный радиоисточник с плотностью потока 0,015 Ян и размером 11" на волне 11 см [45]. Миллиметровое излучение, вероятно, генерируется пылью. Спектральный индекс основной компоненты в интервале длин волн 0,87 — 3,9 мм равен  $\alpha(0,87; 3,9) = 4,0 \pm 0,5$  [38], что характерно для излучения оптически тонкого пылевого облака.

L 1640. Данные разных наблюдений этого источника на волнах 3—4 мм заметно различаются (табл.3). Наблюдения на  $\lambda = 3,9$  мм показали, что источник состоит из двух компонент. Он находится в 20' от туманности Ориона (M 42). На 2' восточнее северной компоненты расположен радиоисточник ( $\alpha_{1950} = 5^h 31^m 16.4 \pm 0.2$ ;  $\delta_{1950} = -5^\circ 40' 32'' \pm 4''$ ) с плотностью потока 0,012 Ян и размером около 6" на волне 11 см [45]. Более поздние наблюдения на  $\lambda = 3,5$  мм дали несколько иную картину распре-



Таблица 3

Объект	$\lambda$ мм	Координаты источника		Размер	Плотность потока $\frac{\mu}{H}$	
		$\alpha$ 1950	$\delta$ 1950			
L 673	3,5	$19^{\circ}18'33'' \pm 2''$	$11^{\circ}07'30'' \pm 30''$	2,3	$40 \pm 7$	[40]
	4,0	$19^{\circ}18'33'' \pm 2$	$11^{\circ}07'30'' \pm 30''$	2,3	$31 \pm 6$	[40]
L 1613	0,87	6 38 26	9 57 30		$(7,2 \pm 1,8) \cdot 10^4$	[38]
	3,9	(N) 6 38 26 $\pm 2$	9 57 30 $\pm 30''$	1,4 x 3,5	$170 \pm 50$	[41]
		(S) 6 38 26 $\pm 2$	9 53 00 $\pm 30''$	$\approx 1'$	$18 \pm 5$	[41]
	4,25	6 38 05 $\pm 10$	$9^{\circ}58'00'' \pm 4'$	$1,6 \pm 0,5$	$400 \pm 100$	[37]
L 1640	1,15	5 31 26 $\pm 10$	$-5^{\circ}25'00'' \pm 15'$		$1100 \pm 300$	[36]
	3,5	5 31 09 $\pm 2$	$-5^{\circ}42'00'' \pm 30''$	1,8	$30 \pm 5$	[42]
		(N) 5 31 09 $\pm 5$	$-5^{\circ}40'00'' \pm 30''$	$3,0 \pm 0,3$ } $2,6 \pm 0,3$ }	$223 \pm 34$	
	(S) 5 31 09 $\pm 5$	$-5^{\circ}43'30'' \pm 30''$				
13	5 31 09 $\pm 5$	$-5^{\circ}42'00'' \pm 1'$	$\approx 2,8$	$10 \pm 5$	[44]	

деления яркости (табл.3). Разница в оценке плотностей потоков в значительной мере объясняется разницей в определении размеров источников. Однако измеренные координаты также существенно отличаются. Возможно, что причиной этого является методика наблюдений. Источник может быть весьма протяженным и излучение, попадающее во вспомогательную диаграмму направленности, будет тогда искажать истинную картину распределения яркости. Очевидно, необходимы дальнейшие исследования этого объекта на  $\lambda = 3-4$  мм в континууме.

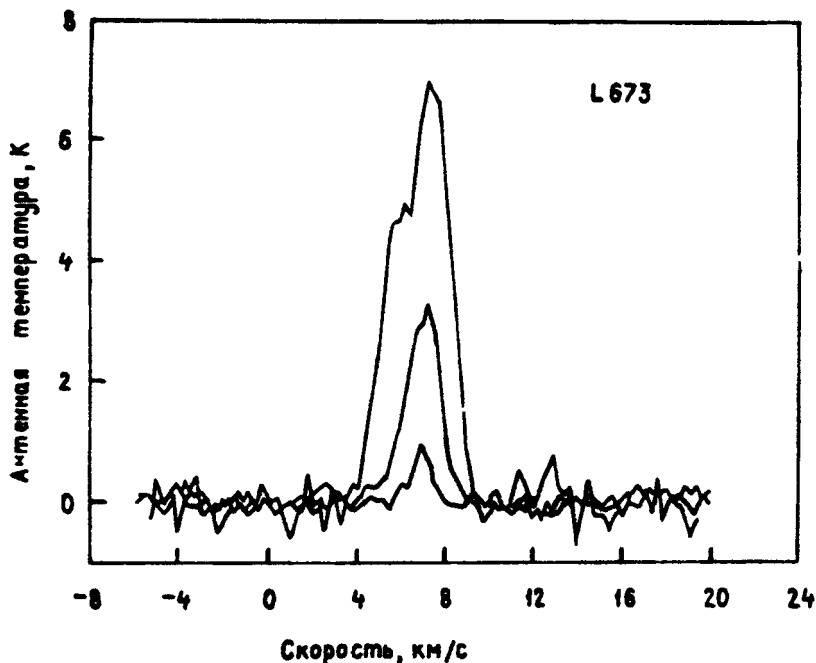
На волне 100 мк плотность потока от этой области равна  $S(100 \text{ мкм}) = 3,3 \cdot 10^4 \text{ Ян}$  [32] (ширина диаграммы направленности составляла  $12'$ ). Спектральный индекс в интервале длин волн от 1,15 мм до 3,5 мм  $\alpha(1,15; 3,5) = 3,2 \pm 0,3$ .

## 5. Наблюдения в молекулярных линиях

Обнаруженные в облаках  $\lambda 673$ ,  $\lambda 1613$  (см. разд.4) и  $\lambda 1640$  источники континуума в дальнейшем исследовались по их излучению в линиях CO,  $\text{H}_2\text{CO}$  и  $\text{HCN}$ . Наблюдения линий CO,  $^{13}\text{CO}$  и  $\text{C}^{18}\text{O}$  ( $J=0-1$ ) проводились на 11-м радиотелескопе NRAO (США) [46, 47], линии формальдегида ( $\lambda = 2$  см) - на 42-м радиотелескопе NRAO [48] и линии  $\text{HCN}$  ( $J=0-1$ ) - на РТ-22 КраО АН СССР. Спектральные наблюдения дали богатый материал для изучения кинематики, геометрии и энергетики этих объектов. Наиболее информативны данные об излучении CO. Линия  $\text{HCN}$  наблюдалась с низким частотным разрешением ( $\approx 3$  МГц), которое не позволяет исследовать форму линии. Ниже суммируются результаты наблюдений каждого источника в отдельности. Мы не останавливаемся на вопросах интерпретации наблюдений молекулярных линий, которым посвящено большое число работ (см., например, обзоры [49-51]).

4673. Спектр излучения CO на позиции пика континуума приведен на рис.1. Следует отметить наличие эффекта самопоглощения в низкоскоростном крыле линии основного изотопа CO и, возможно,  $^{13}\text{CO}$ . Линия  $^{13}\text{CO}$  так же, как и линия CO, демонстрирует признаки насыщения. Кроме того,

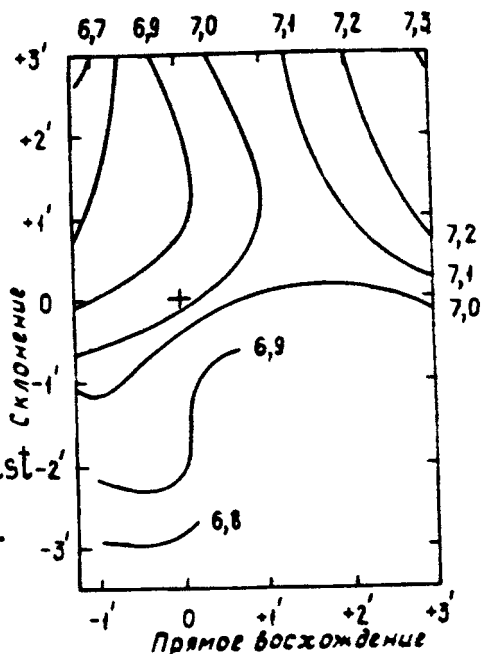
отношение яркостных температур в линиях  $^{13}\text{CO}$  и  $\text{C}^{18}\text{O}$  равно в разных точках от 1,8 до 4,7, что меньше как земного отношения содержаний этих изотопов (5,5), так и их вероятного отношения в межзвездной среде (14). Эти обстоятельства указывают на то, что оптическая толщина в линии  $^{13}\text{CO}$   $\tau_{^{13}\text{CO}} \gtrsim 1$  [47].



Р и с.1. Спектр излучения  $\text{CO}$ ,  $^{13}\text{CO}$  и  $\text{C}^{18}\text{O}$  в направлении пика континуума в L 673

Вариации средней скорости  $\text{CO}$  ( $V_{\text{CO}}$ ) иллюстрируются рис.2, на котором построены контуры  $V_{\text{CO}} = \text{const}$  [52]. Поле скоростей оказывается довольно сложным. Имеется особенность в точке (0,0) (на позиции пика континуума). Максимальная яркостная температура в линии  $\text{CO}$  монотонно растет при смещении в северо-западном направлении (наибольшее смещение составляло 3' по обеим координатам).

Интенсивность линии  $^{13}\text{CO}$  коррелирует с распределением яркости в непрерывном спектре [47]. В точке (0,0) наблюдается также локальный максимум величины  $N_{\text{CO}}$  — количества молекул  $^{13}\text{CO}$  на луче зрения. Он, однако, выражен довольно слабо.



Р и с.2. Контур  $V_{\text{CO}} = \text{const}$  — 2' для источника в L 673. Координаты точки (0,0).

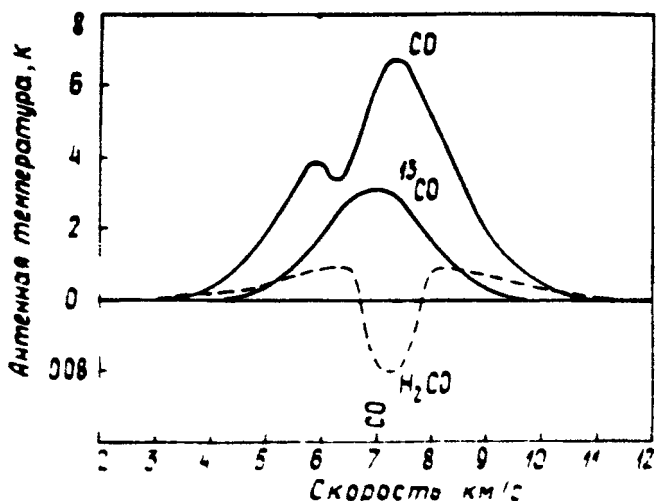
$$\alpha_{1950} = 19^{\text{h}} 18^{\text{m}} 33^{\text{s}};$$

$$\delta_{1950} = 11^{\circ} 07' 30''$$

На рис.3 представлены результаты гауссовой аппроксимации контуров линий  $\text{CO}$ ,  $^{13}\text{CO}$  и  $\text{H}_2\text{CO}$  в точке (0,0) [52]. Интересно, что средняя скорость  $\text{H}_2\text{CO}$  ( $V_{\text{H}_2\text{CO}}$ ) не совпадает со средней скоростью  $\text{CO}$ . Это объясняется влиянием сверхтонкого расщепления линии  $\text{H}_2\text{CO}$ . Радиальная скорость  $\text{H}_2\text{CO}$ , исправленная на этот эффект, равна 7,0 км/с и совпадает со скоростью  $\text{CO}$ . Интенсивность линии  $\text{H}_2\text{CO}$  быстро падает с удалением от точки (0,0) к югу и заметно увеличивается при смещении к северо-западу\*. Источник континуума расположен, по-видимому, на периферии области, где четко наблюдается абсорбционная линия  $\text{H}_2\text{CO}$ . Спектр  $\text{H}_2\text{CO}$  приведен на рис.4.

Зарегистрировано излучение молекулы  $\text{HCN}$  в точке, со-

\* Данные получены А.Г.Кисляковым, M.Walmsley, G.Winnewisser.



Р и с 3 Результаты аппроксимации контуров линий CO  $^{13}\text{CO}$  и  $\text{H}_2\text{CO}$  в источнике L 673 (точка 0,0) гауссовыми кривыми

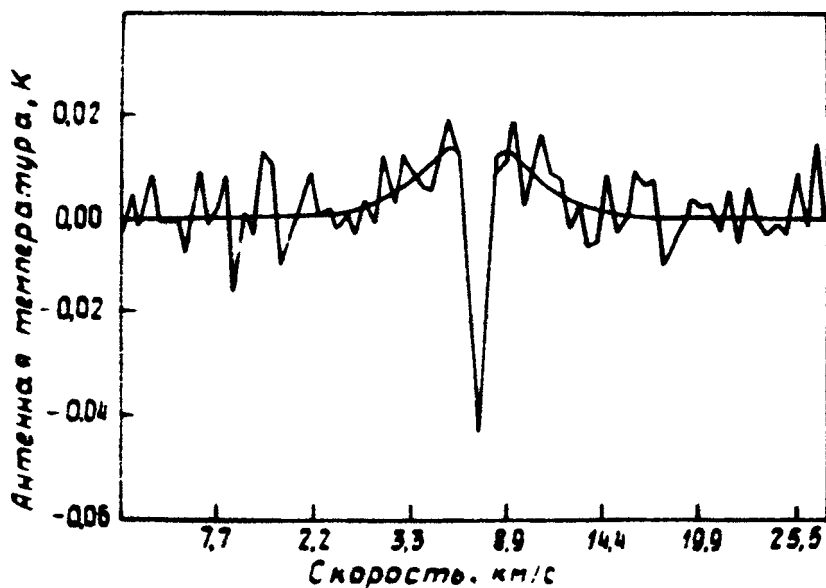
ответствующей в пределах ошибок наведения положению источника континуума.

L 1613 В направлении этого источника континуума в спектре CO наблюдаются три компоненты, соответствующие лучевым скоростям 4,5, 7,0 и 11,0 км/с [46]. С северной частью источника связана последняя из них. Об этом говорят следующие факты. Во-первых, наблюдения изотопов  $^{13}\text{CO}$  и  $\text{C}^{18}\text{O}$  показывают, что оптическая толщина этой компоненты больше, чем двух других. Во-вторых, интенсивность этой компоненты в спектре  $^{13}\text{CO}$  коррелирует с распределением яркости в континууме

Возможно, что в линии CO проявляется эффект самопоглощения в высокоскоростном крыле (рис.5). Средняя скорость CO монотонно изменяется по  $\mu$  и по  $\delta$  [47]. Отношение яркости к температур в линиях  $^{13}\text{CO}$  и  $\text{C}^{18}\text{O}$  в некоторых точках всего лишь около 3. Кроме того, линии  $^{13}\text{CO}$  имеют признаки насыщения. Таким образом, в линии  $^{13}\text{CO}$ , вероятно, оптическая толщина  $\tau_{^{13}\text{CO}} \gg 1$ .

\* Данные А.Б.Бурова, В.Н.Воронова, И.И.Зигченко, А.А.Красильникова, Э.П.Кухиной.

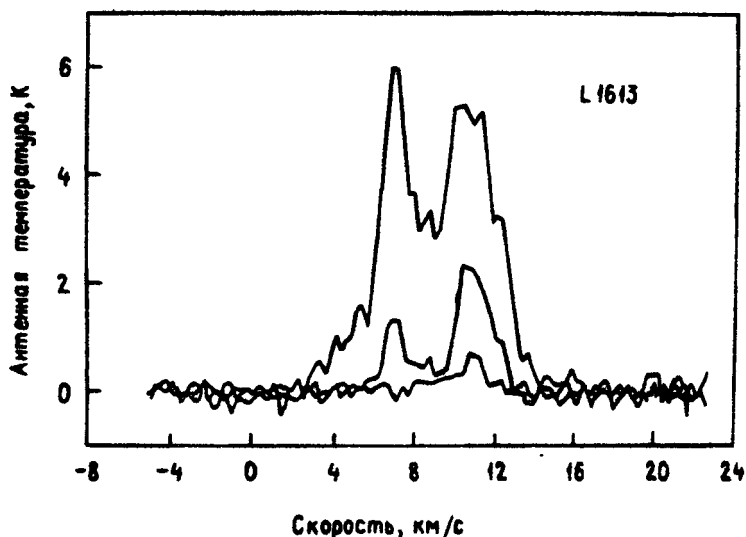
В районе южной части источника континуума обнаружены облака  $\text{OH}$  и  $\text{H}_2\text{CO}$  [53]. Их скорость ( $\approx 5,0$  км/с) совпадает со скоростью другой компоненты  $\text{CO}$  (см. выше). Вообще данный источник расположен на северном крае большого молекулярного облака, о деталях исследования которого в линиях  $\text{CO}$  и  $^{13}\text{CO}$  сообщается в работе [54]. Положение одного из фрагментов этого облака (Е по обозначениям работы [54]) близко к положению миллиметрового источника ( $\alpha_{1950} = 6^{\text{h}}38^{\text{m}}.2$ ;  $\delta_{1950} = 9^{\circ}53'$ ). Скорость этого фрагмента - 8,9 км/с.



Р и с. 4. Линия  $\text{H}_2\text{CO}$  ( $\lambda = 2$  см) в направлении пика континуума в L 673

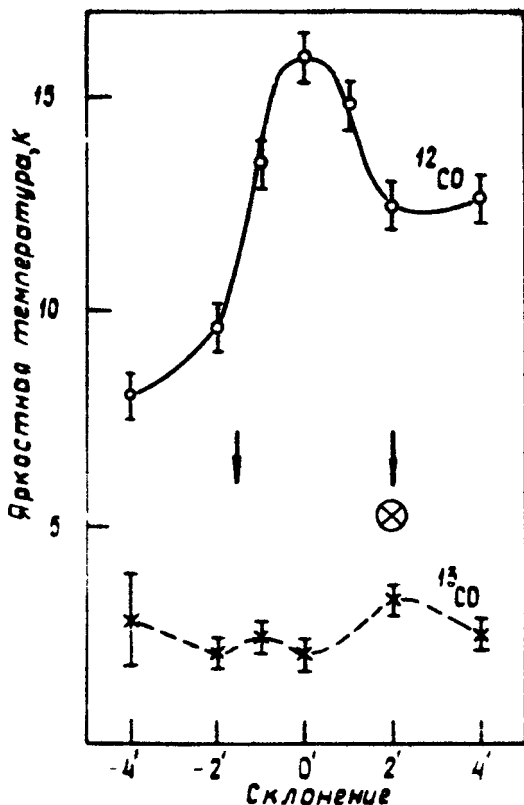
L 1640. В спектре излучения  $\text{CO}$  наблюдается одна довольно узкая линия, доплеровское смещение которой соответствует скорости  $V_{\text{CO}} \approx 9$  км/с [46]. Яркостная температура в линии  $\text{CO}$  макс. амальна в точке  $\alpha_{1950} =$

$= 5^{\text{h}} 31^{\text{m}} 14^{\text{s}}$ ;  $\delta_{1950} = -5^{\circ} 42'$ . Распределение яркостной температуры по склонению при этом прямом восхождении показано на рис. 6. [46]. Максимум яркостной температуры в линии  $^{13}\text{CO}$  лежит на  $2'$  севернее. Имеется обратная корреляция между яркостными температурами  $\text{CO}$  и  $^{13}\text{CO}$  и ширинами линий. Средняя скорость  $\text{CO}$  и  $^{13}\text{CO}$  зависит от  $\delta$ , как показано на рис. 7 (от  $\delta$  она почти не зависит).



Р и с. 5. Средний спектр излучения  $\text{CO}$ ,  $^{13}\text{CO}$  и  $\text{C}^{18}\text{O}$  в области источника континуума в L1613

Линия формальдегида на  $\lambda = 2$  см наблюдалась в излучении (рис. 8) [48]. Однако, более поздними наблюдениями это подтверждено не было. Обнаружено излучение  $\text{HCN}$  в направлении этой туманности [55]. Количество молекул  $\text{HCN}$  на луче зрения —  $N_{\text{HCN}} \sim 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ .

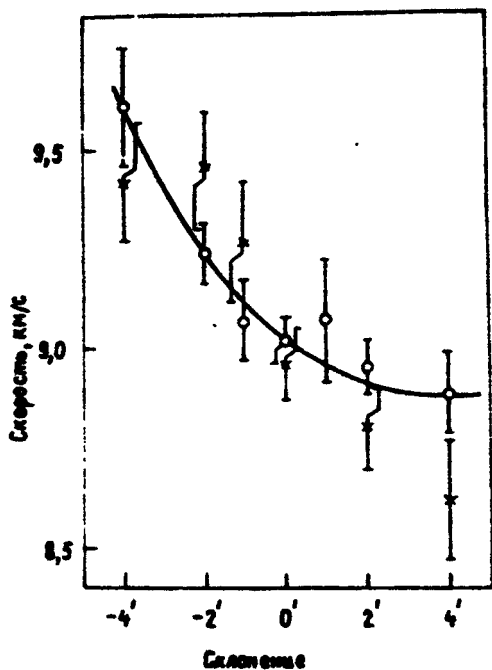


Р и с. 6. Зависимость яркостной температуры в линиях CO и  $^{13}\text{CO}$  от склонения для источника в  $\downarrow$  1640. Стрелками обозначено положение миллиметровых источников на  $\lambda = 4$  мм [43]. Крестик в кружке отмечает положение источника не-прерывного спектра на  $\lambda = 11$  см [45]

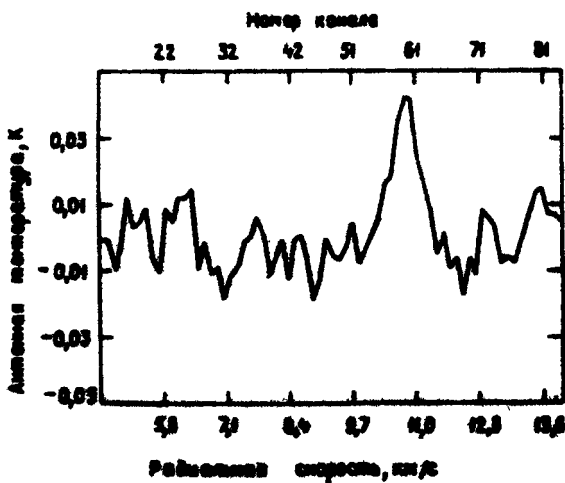
## 6. Модели источников

Результаты наблюдений в континууме и в молекулярных линиях позволяют определить физические характеристики обнаруженных в темных туманностях источников и исследовать





Р и с. 7. Зависимость  $V_{CO}$  от склонения для источника в  $L\ 1640. d_{1950} = 5^h 31^m 14^s$



Р и с. 8. Линии  $H_2CO$  на  $\lambda = 2$  см в направлении  $L\ 1640$

их кинематику, геометрию и энергетику. В табл. 4 приведены оценки количества пыли и молекул на луче зрения, плотности, температуры и массы источников непрерывного спектра. Температура пыли считалась равной кинетической температуре газа, определенной по данным наблюдений CO. Как показано в работе [63], такое равенство имеет место при  $n_{H_2} > 10^4 \text{ см}^{-3}$

Лучевая плотность пыли  $D$  оценивалась по формуле (2). При этом было принято:  $K_M(3,5 \text{ мкм}) = 3 \text{ см}^2/\text{г}$ . Такая величина коэффициента поглощения ожидается для аморфных силикатов [12] (разд.2). Она также близка к следующей из расчетов Ленга [9], но значительно превышает некоторые другие оценки (табл.1). Найденные величины  $D$  отличаются от опубликованных в работах [40,41,46], так как там были использованы другие (меньшие) значения  $K_M$ . Соответственно оценки количества  $H_2$ , которые делались по величине  $D$  (в предположении, что отношение массы пыли к массе водорода  $\epsilon = 0,01$ ), уменьшились примерно на порядок. Отношение  $N_{CO}/N_{H_2}$  получается равным от

$1 \cdot 10^{-6}$  до  $4 \cdot 10^{-6}$ . Типичное значение этого отношения в темных туманностях  $N_{CO}/N_{H_2} = (6 \pm 8) \cdot 10^{-5}$  [56, 57]

т.е. на один - два порядка больше. Лучевая плотность водорода в действительности может быть меньше, чем указано в табл. 4, хотя бы потому, что относительное количество пыли ( $\epsilon$ ) в этих облаках, видимо, должно быть повышено [6] (разд.2). Если предположить, что на самом деле  $N_{CO}/N_{H_2} = 6 \cdot 10^{-5}$ , то  $\epsilon$  должно быть равно  $\approx 0,1 \approx 0,2$

и  $\approx 1,0$  для источников в L 673, L 1613 и L 1640 соответственно. Однако вывод о большой концентрации водорода подтверждается также наблюдениями линии  $H_2CO$  в излучении и линии HC N (L 673 и L 1640). Из этих фактов следует, что  $n_{H_2} \gtrsim 10^5 \text{ см}^{-3}$  [50,58]. Если же  $\epsilon \gtrsim$

$\gtrsim 0,1$ , то получим  $n_{H_2} \lesssim 10^5 \text{ см}^{-3}$ . Следовательно, по

крайней мере в случаях L 673 и L 1640, нельзя объяс-

Таблица 4

Источник	$\tau(3,5\text{мм})$	$D, 2$ Г/СМ	$N(H_2),$ СМ <sup>-2</sup>	$N(CO),$ СМ <sup>-2</sup>	$R,$ ПС	$d,$ ПС	$n(H_2),$ СМ <sup>-3</sup>	$T,$ К	$M_{\text{д}},$ $M_{\odot}$	$L,$ $L_{\odot}$
L 673	0,03	0,01	$3 \cdot 10^{23}$	$1,4 \cdot 10^{18}$	300	0,2	$5 \cdot 10^5$	10	2,6	85
L 1613(N)	0,06	0,02	$6 \cdot 10^{23}$	$1,8 \cdot 10^{18}$	760	0,8	$2 \cdot 10^5$	10	70	$3,2 \cdot 10^3$
L 1640	0,02	0,006	$2 \cdot 10^{23}$	$\sim 10^{17}$	500	0,3	$2 \cdot 10^5$	30	1,8	$1,4 \cdot 10^4$

нить отмеченное выше расхождение таким путем. По-видимому, в данных объектах отношение  $N_{CO}/N_{H_2}$  действи-

тельно меньше указанного выше "типичного" значения. Заметим, что некоторые расчеты предсказывают уменьшение  $N_{CO}/N_{H_2}$  примерно до  $2 \cdot 10^{-6}$  в плотных холодных облаках [59]. Кроме того, интересно, что наблюдаемые вариации оптической толщи пыли как будто значительно превышают вариации  $N_{CO}$ . Это может быть связано с изменениями относительного содержания пыли и CO, а также свойств пыли.

В последних столбцах табл.4 приведены оценки массы и светимости источников континуума, сделанные на основе формул (6) и (9). Светимость рассчитывалась в предположении, что  $\mu = 1$ . Если  $\mu = 2$ , то оптическая толща в субмиллиметровой области будет больше единицы, и формула (2.9) станет непригодна. Расчеты показывают, что с учетом этого обстоятельства оценки светимостей для  $\mu = 2$  мало отличаются от приведенных в табл.4.

Рассмотрим теперь каждый из источников в отдельности. 673. Приведенные в предыдущих разделах результаты наблюдений согласуются с моделью, в которой плотное (и, вероятно, турбулентное) ядро ( $n_{H_2} \gtrsim 5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ ) окруже-

но более разреженной оболочкой. Провал в низкоскоростном крыле линии CO естественнее всего интерпретировать, как следствие расширения оболочки [60]. Линия по лощения  $H_2CO$ , вероятно, наблюдается на фоне реликтового излучения, поскольку в этой области как будто нет источников непрерывного спектра сантиметрового диапазона. О связи облака  $H_2CO$  и источника континуума судить трудно из-за недостатка данных о распределении яркости в континууме

Обнаружение излучения HC N в направлении источника непрерывного спектра подтверждает вывод о его высокой плотности ( $n_{H_2} \gtrsim 10^5 \text{ см}^{-3}$  [50]).

Светимость источника сравнительно невелика. Однако гравитационный коллапс, как источник энергии, не подходит. Прежде всего наблюдается разлет, а не сжатие. Но даже

если предположить, что в центре происходит обратное, скорость энерговыделения при коллапсе будет слишком мала. Действительно, по порядку величины она равна  $\dot{E}_c \sim GM^2V/R^2$  ( $G$  - гравитационная постоянная,  $R$  - радиус облака и  $V$  - скорость его уменьшения). При  $M=200 M_\odot$ ,  $R=0.1$  пс и  $V=3$  км/с имеем  $\dot{E}_c \sim 9 L_\odot$ . Таким образом, в облаке должны быть другие источники энергии, например вкрапленные звезды. Звезда класса В5 или А0 могла бы дать требуемое количество энергии.

1613. Морфология этой области очень сложна. Обсуждаемые нами наблюдения, как отмечалось выше, охватывают лишь северную часть большого молекулярного облака, связанного с молодым звездным скоплением NGC 2264. Скорость северной компоненты рассматриваемого здесь источника континуума - 11 км/с. Из данных о вариациях  $V_{CO}$  следует, что эта часть вращается вокруг оси, вытянутой с юго-запада на северо-восток. Это соответствует общему характеру вращения в районе [54]. Провал на высокоскоростном крыле линии CO, если он действительно существует, мог бы указывать на сжатие облака.

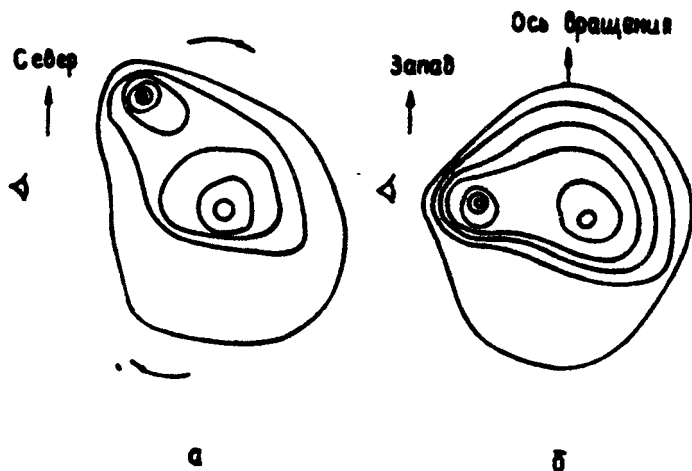
Южная часть источника, скорее всего, представляет собой отдельное облако. Скорость его, видимо, около 5 км/с. Облако CO со скоростью 8.9 км/с находится на 3' западнее [54].

На 2' западнее северной части источника расположена звезда 15  $M_\odot$ , спектрального класса O7 V со светимостью  $1.7 \cdot 10^5 L_\odot$  [54]. Светимость источника континуума составляет приблизительно  $2 \cdot 10^{-2}$  этой величины. Можно предположить, что эта звезда и является основным поставщиком энергии для пылевой конденсации.

1640. Результаты наблюдений в континууме и линиях указывают на наличие значительных градиентов температуры и плотности в облаке. Качественная картина распределения этих величин изображена на рис. 9 [46]. Из результатов наблюдений CO следует, что облако вращается со скоростью 0,6 км/с. пс вокруг оси восток-запад. Зависимость  $V_{CO}$  от  $\delta$ , однако, нелинейна, что можно объяснить расширением облака [46].

Высокая плотность конденсации подтверждается фактом обнаружения излучения HC N [55], для возбуждения которой

нужны, концентрации  $n_{\text{H}_2} \geq 10^5 \text{см}^{-3}$ . Для более полного исследования распределения плотности необходимо картирование  $\text{L} 1640$  в линии  $\text{HCN}$ .



Р и с. 9. Качественная картина распределения плотности в  $\text{L} 1640$  [46]

Кинетическая температура в данном облаке выше, чем в облаках  $\text{L} 673$  и  $\text{L} 1613$ . Соответственно и светимость его, вероятно, более высока. Выше отмечалось, что на этом месте обнаружен мощный источник излучения на волне  $100 \mu\text{м}$ . Наблюдаемая картина соответствует модели протозвезды, окруженной плотной пылевой оболочкой. Такая модель часто используется для интерпретации данных наблюдений ИК источников.

Остановимся теперь на некоторых общих свойствах обнаруженных объектов. Во всех случаях размеры молекулярного облака значительно превышают размеры источников непрерывного спектра. Массы молекулярных облаков не оценивались, но, вероятно, они во много раз больше массы ядер. Такая картина типична для ИК источников в молеку-

лярных облаках [49, 61]. Обычно масса протозвездных конденсаций составляет несколько процентов массы облака.

Туманность L 673 относится к числу тех, у которых, по данным Дикмана [31], наиболее велико количество молекул CO на луче зрения. Данные об L 1613 и L 1640 в обзоре Дикмана отсутствуют. Конечно, большая величина  $N_{CO}$  может быть связана с размером облака, но все же, по-видимому, существует корреляция между  $N_{CO}$  и существованием конденсаций, излучающих в непрерывном спектре на миллиметровых волнах.

Все обнаруженные конденсации согласно критерию Джинса должны быть гравитационно неустойчивы. Однако в двух случаях из трех данных наблюдений говорят о расширении, и лишь облако, связанное с L 1613, возможно, сжимается. В существующих теориях образования звезд из межзвездного вещества сжатие сменяется расширением под действием давления излучения вновь образовавшейся звезды. В L 1640 такая звезда, возможно, наблюдается (имеется компактная область H 11), а по L 673 данных нет. Энергетические соображения тоже указывают на существование внутренних источников энергии, отличных от гравитационного коллапса, так как последний вряд ли может объяснить наблюдаемое энерговыделение.

Еще одной отличительной чертой обнаруженных конденсаций является очень большая оптическая толща пылевой компонент: на волнах 3,5–4 мм  $\tau_{\lambda} = 0,02 + 0,06$ . Для сравнения заметим, что оптическая толща молекулярного облака Стрелец В2 на волне 1 мм равна 0,025 [62]. На волнах  $\lambda \lesssim 40 + 100$  мк, если  $\alpha = 1$ , или  $\lambda \lesssim 350 + 800$  мк, если  $\alpha = 2$ , эти конденсации должны быть непрозрачны.

## 7. Заключение

Анализ результатов исследований темных туманностей на миллиметровых волнах приводит к следующим выводам.

1. В наиболее плотных туманностях встречаются компактные (0,2 – 1,0 пс) холодные ( $T = 10 - 30$  К) конденсации с большой концентрацией водорода ( $n_{H_2} \gtrsim 10^5 \text{ см}^{-3}$ ).

большой оптической толщей на миллиметровых волнах ( $\tau = 0,02 - 0,06$  на  $\lambda = 3,5 - 4$  мм), обусловленной поглощением в пыли, и сравнительно большим количеством молекул CO на луче зрения ( $N_{CO} \approx 10^{18} \text{ см}^{-2}$ ). К настоящему времени обнаружены три такие конденсации, связанные с туманностями L 673, L 1613 и L 1640.

2. Эффективным средством поиска таких объектов являются наблюдения в непрерывном спектре на коротких миллиметровых волнах.

3. Эти плотные ядра окружены гораздо более протяженными оболочками, излучающими в линиях CO.

4. Эффективность поглощения пылинок в этих областях высока и, вероятно, близка к максимально возможной. Не исключено, что относительное количество пыли в них повышено.

5. Относительная концентрация молекул CO в ядрах мала ( $n_{CO}/n_{H_2} \lesssim 10^{-5}$ ).

6. В этих облаках происходят систематические радиальные движения. Однако, хотя согласно критерию Джинса облака должны быть гравитационно неустойчивы, лишь в одном случае из трех (L 1613), возможно, наблюдается сжатие. Данные наблюдений L 673 и L 1640 говорят, скорее, о расширении последних.

7. Выделения энергии при гравитационном коллапсе недостаточно для объяснения наблюдаемой светимости. Источниками нагрева пыли могут служить вкрапленные звезды.

8. Для получения картины эволюции конденсаций в темных туманностях необходимо накопление информации об аналогичных объектах.

## Л и т е р а т у р а

1. Гринберг М. Межзвездная пыль. М., Мир, 1970.
2. Aannestad P.A., Purcell E.M. - *Ann.Rev.Astron. Astrophys.*, 1973, 11, p.309.
3. Panagia N. In *Infrared and Submillimeter Astronomy*. Fazio G.G. (ed.). Dordrecht-Holland, 1977, p. 43.



4. Hoyle F., Wickramasinghe N.C. - Nature, 1977, 268 , p. 610.
5. Wickramasinghe N.C., Hoyle F., Brooks J. , Shaw G. - Nature , 1977, 269 , p. 674.
6. Harrison E.R. - Astrophys. J., 1978, 226 L95.
7. Холст Г., ван де. Рассеяние света малыми частицами М., ИЛ. 1961.
8. Aannestad P.A. - Astrophys J., 1975, 200 p30.
9. Leung C.M. - Astrophys J., 1975, 199 p.340.
10. Drapatz S., Michel K.W. - Astron.Astrophys., 1977, 56 , p.353.
11. Andriessse C.D. - Astron.Astrophys., 1974 , 37 , p. 257.
12. Day K.J. -Astrophys J., 1976, 210, p.614.
13. Righini G., Simon M., Joyce R.R. - Astro - phys J., 1976, 207, p.119.
14. Tokunaga A.T., Erickson E.F., Caroff L.J. , Dana R.A. - Astrophys J., 1978, 224 , L19.
15. Arnold E.M., Kreysa E., Schultz G.V., Sherwood W.A. - Astron.Astrophys., 1978,70 L1.
16. Kleinmann S.G., Sargent D.G., Moseley H . e.a. - Astron.Astrophys., 1978, 65 , p. 139.
17. Hildebrand R.H., Whitcomb S.E., Winston R. e.a. - Astrophys J., 1977, 216 ,p.698.
18. Scoville N.Z., Kwan J. - Astrophys J., 1976, 206 , p.718.
19. Panagia N. - Astrophys J., 1974, 192 , p.221.
20. Hudson H.S., Soifer B.T. - Astrophys J., 1976, 206, p. 100.
21. Spencer R.G., Leung G.M. - Astrophys J. , 1978, 222 , p. 140.
22. Lyck H.M., Beichman S.A. - Astrophys. J. , 1974, 194, p. 57.
23. Capps R.W., Knacke R.F. - Astrophys. J. , 1976, 210, p. 76.
24. Elsässer H., Stande H.J. - Astron.Astrophys., 1978, 70, L3.
25. Dennison B., Ward D.B., Gull G.E., Harvit M., Astron J., 1977, 82, p. 39.

26. Gull G.E., Houck J.F., e.a. - *Astron.J.*, 1978, 83, p. 1440.
27. Righini-Cohen G., Simon M. - *Astrophys. J.*, 1977, 213, p.390.
28. Кузнецов И.В., Федосеев Л.И., Швецов А.А. - XI Всесоюзн. радиоастрономич. конф. по аппаратуре, антеннам и методам. Тезисы докладов, Ереван, 1978, с.144.
29. Есепкина Н.А., Корольков Д.В., Парийский Ю.Н. Радиотелескопы и радиометры. М., Наука, 1973.
30. Lynds B.T. - *Astrophys.J., Suppl.*, 1962, 7, p1.
31. Dickman R.L. - *Astrophys.J.*, 1975, 202, p50.
32. Hoffman W.F., Frederick C.L., Emery R.J. - *Astrophys. J.*, 1971, 170, L. 89.
33. Глазман В.Н., Кисляков А.Г., Мосалов И.В. - Изв. вузов. Радиофизика, 1971, 14, с.633.
34. Кисляков А.Г., Чернышев В.И. - *Антенны*, 1975, 21, с.25.
35. Выставкин А.Н., Листвин В.Н., Штыков В.Д. - ПТЭ, 1966, №4, с.228.
36. Кисляков А.Г., Чернышев В.И., Листвин В.Н., Швецов А.А. - Изв.вузов. Радиофизика, 1973, 16, с.774.
37. Кисляков А.Г., Чернышев В.И., Григорян Ф.А., Хачатрян Н.Р. - Письма в астроном. журн. 1976, 2, с.240.
38. Швецов А.А., Федосеев Л.И., Миронов А.В. - XII Всесоюзн. конф. по галактич. и внегалактич. радиоастрономии. Тезисы докладов. М., 1979, с.83.
39. Буров А.Б., Воронов В.Н., Красильников А.А., Мезенцев В.П. - Изв. вузов. Радиофизика, 1978, 21, с.1702.
40. Зинченко И.И., Кисляков А.Г., Красильников А.А., Кукина Э.П. - Письма в астроном. журн. 1978, 4, с.10.
41. Зинченко И.И., Кисляков А.Г., Чернышев В.И., Кукина Э.П. - XI Всесоюзн. конф. по галактич. и внегалактич. радиоастрономии. Тезисы докладов. 1976, Харьков, с.85.
42. Буров А.Б., Зинченко И.И., Кисляков А.Г. (неопубликованные данные). Горький, ИПФ АН СССР.
43. Ефанов В.А., Кисляков А.Г., Кузнецов И.В. и др. - *Астроном. журн.* 1974, 51, с.693.
44. Ефанов В.А., Кисляков А.Г., Моисеев И.Г. и др. - Изв. КРАО, 1975, 53, с.196.

45. Brown R.L., 1975 (частное сообщение).
46. Kislyakov A.G., Turner B.E. - *Astron. J.*, 1976, 81, p.302.
47. Кисляков А.Г., Гордон М.А. - Спектральные исследования космического и атмосферного излучения. Горький, ИПФ АН СССР, 1979.
48. Кисляков А.Г. - XII Всесоюзн. конф. по галактич. и внегалактич. радиоастрономии. Тезисы докладов. Харьков, 1976, с.35.
49. Zuckerman B., Palmer P. - *Ann.Rev.Astron. Astrophys.*, 1974, 12, p.279.
50. Тернер Б.Е. - В сб.: Галактическая и внегалактическая радиоастрономия. М., Мир, 1976.
51. Варшалович Д.А. - Препринт ИКИ АН СССР № 463, 1979.
52. Зинченко И.И., Кисляков А.Г. - XIII Всесоюзн. конф. по галактич. и внегалактич. радиоастрономии. Тезисы докладов. М., 1979, с.78.
53. Rickard L.J., Palmer P., Buhl D., Zuckerman B. - *Astrophys. J.*, 1977, 213, p. 654.
54. Grutcher R.M., Hartkopf W.J., Giguere P.T.; - *Astrophys.J.*, 1978, 226, p.839.
55. Буров А.Б., Воронов В.Н., Зинченко И.И. и др. - XI Всесоюзн. конф. по галактич. и внегалактич. радиоастрономии. Тезисы докладов. 1976, Харьков, с.29.
56. Thaddeus P. - In *Star Formation, IAU Symp.*, 1977, N.75, p.37.
57. Dickman R.L. - *Astrophys.J.Suppl.*, 1978, 37, p. 407.
58. Evans H.J., Zuckerman B., Morris G., Sato T. - *Astrophys.J.*, 1975, 196, p.433.
59. Watson W.D. - *IAU Session on CNO Isotopes. Grenoble, 1976.*
60. Leung C.M. - *Astrophys.J.*, 1978, 225, p.427.
61. Колесник И.Г. - В сб.: Ранние стадии эволюции звезд. Киев, Наукова думка, 1977.
62. Rowan-Robinson M., Ade P.A.R., Rolson E.J., Glegg P.E. - *Astron.Astrophys.*, 1978, 62, p. 249.
63. Goldreich P., Kwan J. - *Astrophys.J.*, 1974, 89, p.441.

# ИЗЛУЧЕНИЕ СО В НАПРАВЛЕНИИ НЕКОТОРЫХ ИСТОЧНИКОВ КОНТИНУУМА НА МИЛЛИМЕТРОВЫХ РАДИОВОЛНАХ

А.Г.Кисляков, М.А.Гордон

## Введение

Некоторые тёмные туманности Галактики ( $\lambda$  673,  $\lambda$  1613 и  $\lambda$  1640) содержат газопылевые конденсации, создающие заметное излучение в континууме на миллиметровых радиоволнах [1-4]. Наблюдения излучения одной из этих туманностей ( $\lambda$  1640) в линиях СО [5] показывают тесную связь источника континуума с молекулярным облаком и позволяют определить физические условия в области источника. Настоящая работа содержит результаты аналогичных исследований туманностей  $\lambda$  673 и  $\lambda$  1613.

Наблюдения проводились 3 - 7 января 1978 г. с помощью 11-метрового радиотелескопа НРАО \*) США. Спектры излучения в линиях трёх основных изотопов (СО,  $^{13}\text{CO}$  и  $\text{C}^{18}\text{O}$ ) окиси углерода были получены с помощью 256-канального спектрометра и приемника с охлаждаемым смесителем диапазона частот 80-120 ГГц. Шумовая температура системы изменяется от 1000 К на частоте 110 ГГц до 3000 К на частоте 115 ГГц (с учётом атмосферного поглощения (при угле высоты  $\sim 45^\circ$ ) и с поправкой на КИП антенны). Большая часть спектров получена с частотным разрешением 100 кГц, хотя некоторые из измерений про-

\*) Национальная радиоастрономическая обсерватория управляется корп. Ассошиэйтед Юниверситиз по контракту с Национальным научным фондом.

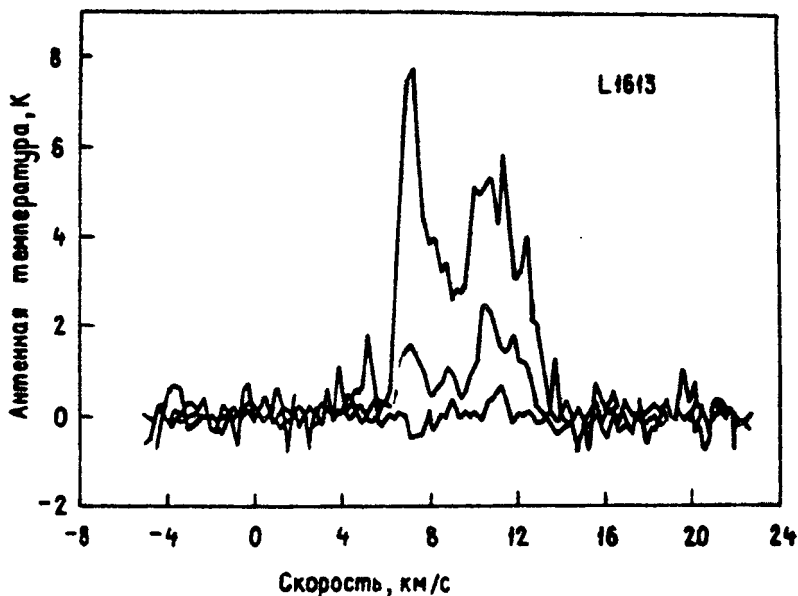
водились с разрешением 250 и 30 кГц.

Методика наблюдений и калибровки радиотелескопа была аналогична разработанному Юлеком и Хаасом [6]. Чтобы избежать влияния неравномерного нагрева Солнца на параметры антенны, над ней был установлен пластиковый конический чехол. Потери в чехле точно неизвестны, поэтому для окончательной калибровки антенных температур проводились наблюдения "опорных" источников, в качестве которых были приняты Орион А (объект Клейнмана - Лоу), M 17 SW и S 146. Яркостные температуры этих туманностей в линиях CO,  $^{13}\text{CO}$  и  $\text{C}^{18}\text{O}$  приведены Юлеком и Хаасом [6].

### Результаты наблюдений

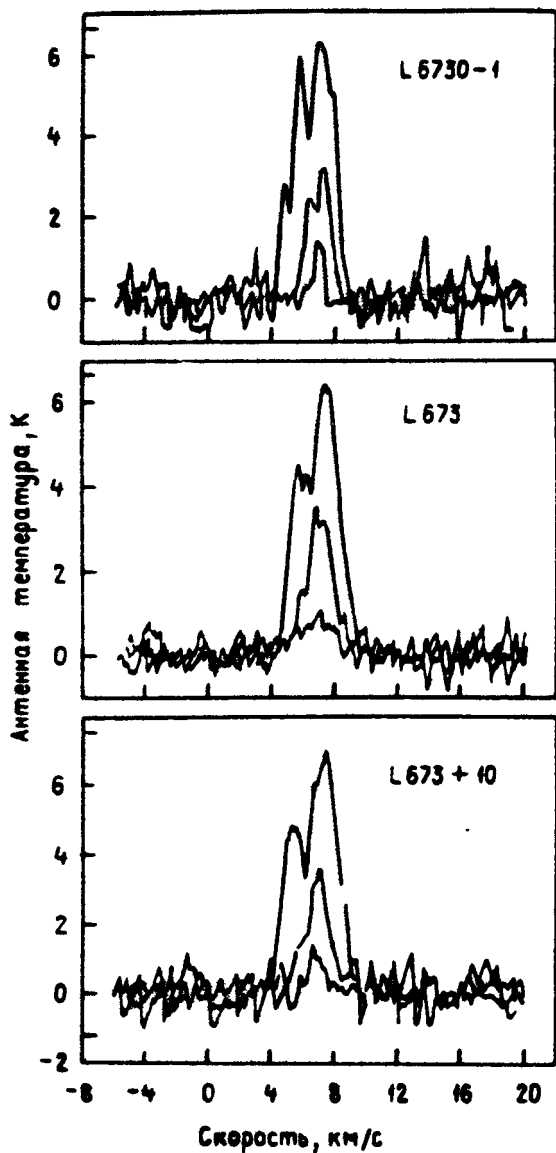
Результаты наблюдений L 673 и L 1613 суммируются в табл. 1, 2. Типичные спектры излучения туманностей приведены на рис. 1, 2. В левых колонках таблиц даны координаты исследовавшихся точек туманностей, первым дается смещение по  $\alpha$ , вторым по  $\delta$  (в угловых минутах). Принято, что  $\Delta\alpha = \Delta\delta \doteq 0$  в положениях, соответствующих максимумам излучения в континууме. Для L 1613 это  $\alpha(1950,0) = 6^{\text{h}} 38^{\text{m}} 26^{\text{s}}$  и  $\delta(1950,0) = 9^{\circ} 58'$ , а для L 673 -  $\alpha(1950,0) = 19^{\text{h}} 18^{\text{m}} 33^{\text{s}}$  и  $\delta(1950,0) = 11^{\circ} 07' 30''$ .

Спектр излучения L 1613 (см. рис. 1) имеет три компоненты со средними лучевыми скоростями 4,5; 7 и 11 км/с. Сопоставление данных табл. 1 с результатами наблюдений L 1613 в континууме [3] показывает, что наилучшую корреляцию с распределением яркости в континууме имеет компонента с радиальной скоростью 11 км/с. Приведенные в табл. 1 параметры линий CO и  $^{13}\text{CO}$  (интенсивность  $\Delta I$ , ширина  $\Delta V$  и центральная скорость линии  $V$ ) получены путём аппроксимации спектров для отдельных точек туманности двумя или тремя гауссовыми кривыми. Значения  $\sigma$  в табл. 1, 2 являются ошибками этой аппроксимации. Контуры линий  $\text{C}^{18}\text{O}$  аппроксимировались одиночной гауссовской кривой.



Р и с.1. Спектр излучения CO (верхняя кривая),  $^{13}\text{CO}$  (средняя кривая) и  $\text{C}^{18}\text{O}$  (нижняя кривая) на позиции источника континуума в туманности L 1613. Разрешение по скорости - 0,26 км/с

Из табл.1 видно также, что компонента 11 км/с обладает наибольшей из всех оптической толщиной. Отношение яркостных температур в линиях CO и  $^{13}\text{CO}$  изменяется от точки к точке в пределах 1,95 - 4,38 и в среднем близко трем. В земных условиях отношение  $[\text{C}] / [^{13}\text{C}] = 89$ , в то время как в молекулярных облаках, ассоциирующихся с H II-областями, эта величина близка 40 [7]. Указанное значение отношения  $[\text{C}] / [^{13}\text{C}]$  в межзвездных облаках получено путем сравнения интенсивностей линий изотопов  $^{13}\text{CO}$  и  $\text{C}^{18}\text{O}$ , отношение которых близко 12-14 (в земных условиях отношение  $[\text{C}^{18}\text{O}] / [^{13}\text{CO}] = 5,5$ ). В исследовавшихся точках туманности L 1613 отношение яркостных температур  $[\text{C}^{18}\text{O}] / [^{13}\text{CO}]$  существенно ниже, чем в молекулярных облаках H II-областей и, в среднем, близко 4.



Р и с.2. Спектры излучения  $\text{CO}$ ,  $^{13}\text{CO}$  и  $\text{C}^{18}\text{O}$  в различных точках туманности L 673. Разрешение по скорости - 0,26 км/с.

Таким образом, нет оснований полагать, что относительные распространенности изотопов CO в туманности L 1613 отличаются от земных.

Сравнение наблюдаемых ширин линий изотопов CO ( $\overline{\Delta V} \sim 1$  км/с в среднем для C<sup>18</sup>O против  $\overline{\Delta V} \approx 2$  км/с и  $\overline{\Delta V} \approx 3,5$  км/с для <sup>13</sup>CO и CO в центральной части туманностей, т.е. при  $(\Delta\alpha, \Delta\delta) \leq \pm 1'$  показывает очевидное насыщение линий <sup>13</sup>CO и CO из-за их большой оптической толщины. Отношение яркостных температур в линиях <sup>13</sup>CO и CO в этом случае не может быть использовано непосредственно для определения содержания молекул на луче зрения. Отметим, что в некоторых обзорах темных туманностей (см., например, [8,9]) содержание CO определялось именно из отношений яркостных температур в линиях первых двух изотопов.

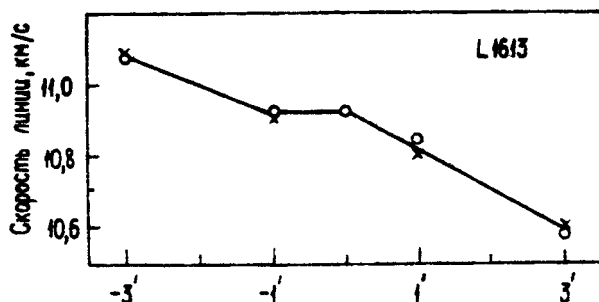
Средние по центральной части туманности лучевые скорости в линиях <sup>13</sup>CO и C<sup>18</sup>O примерно одинаковы и близки 11 км/с, в то время как лучевая скорость в линии CO составляет около 10,7 км/с. Поскольку эти скорости относятся к различным по глубине слоям туманности, то можно говорить о наличии систематических радиальных движений в облаке. Средние распределения радиальных скоростей  $V(\alpha)$  и  $V(\delta)^*$  обнаруживают симметрию относительно местонахождения источника континуального излучения (рис.3). Вблизи его центра  $V(\alpha) = V(\delta) = \text{const}$ , с удалением от центра наблюдается линейный градиент скорости порядка 0,1 км/с / угл.мин. Описанная картина соответствует вращению молекулярного облака вокруг центра, направление на который примерно совпадает с положением источника континуума.

Спектр излучения CO в направлении L 673 имеет одиночную линию (см.рис.2) с ярко выраженными явлениями насыщения и самопоглощения. Средняя ширина линии CO близка 3 км/с против 1,9 км/с для <sup>13</sup>CO и 1,1 км/с для C<sup>18</sup>O. Таким образом, вновь видим насыщение линии <sup>13</sup>CO вследствие ее большой оптической толщины. Этот вывод подтверждается и наличием на контурах линий CO и <sup>13</sup>CO узкой линии поглощения, обусловленной, по-видимому, экранной излучения внешними относительно холодными слоями

\*) Зависимости  $V(\alpha)$  получены усреднением значений  $V$ , соответствующих одинаковым  $\delta$ . Аналогичным образом получена кривая  $V(\delta)$ .



облака. Смещения линии поглощения от центра общего контура отражают внутренние радиальные движения в туманности.



Р и с.3. Средние скорости CO вблизи источника континуума в L 1613. Кружками и крестиками обозначены зависимости от  $\alpha$  и  $\delta$  соответственно

Отношения антенных температур в линиях CO и  $^{13}\text{CO}$  довольно стабильны для туманности L 673 в пределах исследовавшейся площадки и варьируются от 2,05 до 2,27. Антенные температуры в линии  $^{13}\text{CO}$ , в свою очередь, лишь в 1,8 - 4,7 раза превышают соответствующие величины, измеренные в линии  $\text{C}^{18}\text{O}$  (см. табл. 2). Таким образом, и в этом случае нет оснований предполагать, что распространенность изотопов CO в туманности отличается от земной.

Пространственные распределения средних радиальных скоростей, как показывают данные табл. 2, имеют определенную симметрию относительно местоположения источника континуума в L 673. Однако в этом случае поле скоростей имеет более сложный характер и не описывается простым вращением, как это наблюдалось в L 1613.

## Связь молекулярных облаков с источниками континуума и содержание CO

Как следует из данных наблюдений, поля радиальных скоростей в молекулярных облаках CO туманностей L 673 и L 1613 примерно симметричны относительно источников континуального излучения. Здесь же отмечаются некоторые особенности пространственных распределений  $V(\alpha)$  и  $V(\delta)$ . Эти факты указывают на возможную связь молекулярных облаков с источниками континуума.

Распределения антенных температур в линиях CO, как и следовало ожидать, некоррелированы с распределениями яркости континуального излучения. Произведения  $\Delta T \cdot \Delta V$  ( $^{13}\text{CO}$ ), которые могут быть некоторой мерой содержания CO, уже показывают определенную корреляцию с радиоизображениями туманностей. В этом можно убедиться, сравнивая данные табл. 1,2 с рис. 4, 5 (на последних представлены данные наблюдений L 1613 и L 673 по работам [3, 4]). Однако, вследствие очевидного насыщения линий  $^{13}\text{CO}$ , количественное определение содержания молекул из наблюдений  $^{13}\text{CO}$  затруднено.

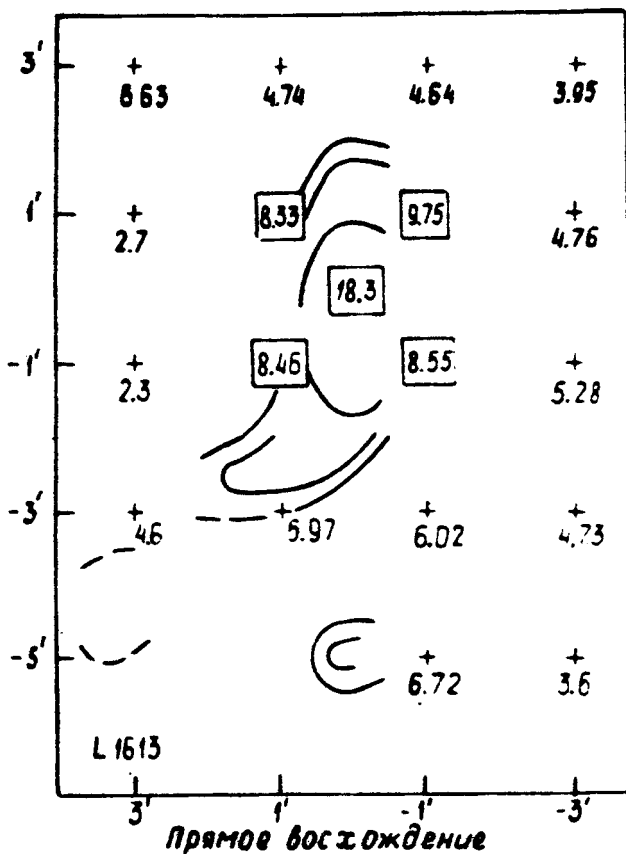
В связи со сказанным, содержание CO находится здесь по данным наблюдений линий  $\text{C}^{18}\text{O}$ , хотя в этом случае отношение сигнал/шум несколько хуже.

Несмотря на то что различные признаки указывают на большую оптическую толщину в линии  $^{13}\text{CO}$ , антенные температуры в этой линии меньше, чем в линии CO. За это могут быть ответственны два эффекта. Во-первых, действие механизмов захвата радиации (см., например, [10, 11]). Но этот эффект существен, когда  $\tau(\text{CO}) \gg \tau(^{13}\text{CO}) \leq 1$ . Во-вторых, эффект дилуции. Облака могут состоять из отдельных фрагментов (волокон), эффективный размер которых в линиях разных изотопов различен вследствие наличия градиентов плотности. Таким образом, антенные температуры  $\Delta T(\text{CO})$  могут быть больше, чем  $\Delta T(^{13}\text{CO})$ , из-за неоднородностей. Это предположение косвенно подтверждается тем обстоятельством, что в структуре облаков имеются особенности с размером порядка  $1'$ . Второе предположение кажется предпочтительнее, поскольку оптическая толщина в линиях  $^{13}\text{CO}$ , по-видимому, велика.

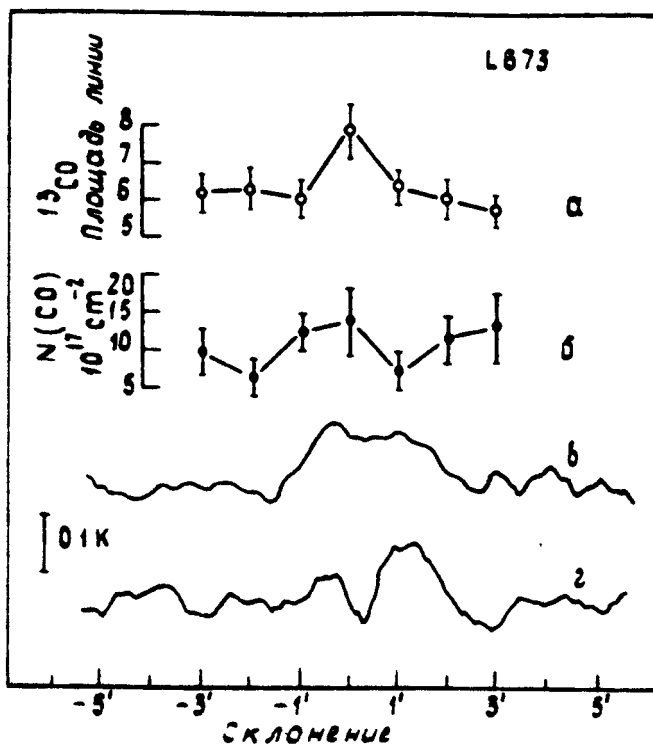
## Результаты наблюдений туманности L 1613

$\Delta\alpha, \Delta\delta$ угловые минуты	СО				1300				С180				$\pi(C180)$	$N(CO),$ $10^{17} \text{ см}^{-2}$
	$\Delta T,$ К	$\sigma$ К	$\Delta V,$ км/с	$V,$ км/с	$\Delta T,$ К	$\sigma$ К	$\Delta V,$ км/с	$V,$ км/с	$\Delta T,$ К	$\sigma$ К	$\Delta V,$ км/с	$V,$ км/с		
0,0	5,17	0,62	3,6	10,72	2,05	0,24	2,37	11,15	0,66	0,20	1,33	11,32	0,39	18,3±6,7
-1,+1	4,66	0,61	4,38	10,92	2,39	0,27	2,25	11,11	0,77	0,24	0,78	11,00	0,39	9,7±3,4
-1,-1	5,66	0,53	2,75	10,62	2,83	0,3	1,85	10,8	0,49	0,20	1,18	11,03	0,19	8,5±3,6
+1,-1	5,38	0,55	3,38	10,45	2,00	0,3	2,00	10,93	0,54	0,22	0,73	10,84	0,31	8,4±3,7
+1,+1	4,77	0,61	3,15	10,94	2,3	0,32	1,80	10,89	0,57	0,25	0,88	10,56	0,28	8,3±4,0
-1,-3	5,52	0,67	3,36	10,49	2,34	0,29	2,57	10,72						
-1,+3	5,56	0,5	2,17	11,50	2,44	0,23	1,90	11,21						
+1,+3	6,07	0,62	3,03	11,03	1,83	0,31	2,59	10,94						
+1,-3	6,75	0,86	3,36	10,75	2,37	0,32	2,53	10,77						
-3,-1	5,67	0,64	3,22	10,77	2,38	0,3	2,22	11,21						
-3,-3	6,72	0,61	3,55	10,60	1,99	0,25	2,38	10,84						
-3,+3	5,72	0,58	2,80	11,39	1,81	0,31	2,19	11,28						
-3,+1	5,54	0,64	3,39	11,03	2,3	0,27	2,07	11,44						
+3,+3	4,97	0,73	4,22	10,55	1,86	0,32	3,57	10,73						
+3,+1	5,26	0,63	5,52	10,03	1,20	0,32	2,26	11,02						
+3,-3	5,56	0,68	3,19	10,14	2,03	0,43	2,29	10,47						
+3,-1	4,60	0,66	4,5	10,28	1,18	0,45	1,95	11,34						
-1,-5					3,24	0,44	2,48	10,61						
-3,-5					1,77	0,27	2,04	10,73						





Р и с. 4. Карта изофот источника непрерывного спектра на  $\lambda = 4$  мм [3] и содержание CO в области L 1613. Числа у крестиков представляют собой произведения  $\Delta T$  ( $^{13}\text{CO}$ )  $\Delta V$  ( $^{13}\text{CO}$ ). Числа в рамках -  $N$  (CO).



Р и с. 5. Зависимость от склонения следующих величин :  $\Delta T$  ( $^{15}\text{CO}$ )  $\times$   $\Delta V$  ( $^{15}\text{CO}$ ) - а;  $N(\text{CO})$  - б; яркостной температуры в континууме при  $\Delta\alpha = 0$  - в и яркостной температуры в континууме при  $\Delta\alpha = 30''$  - г в туманности L 673

Далее мы можем предположить, что контур линии  $\text{C}^{18}\text{O}$  отражает характер движения фрагментов облака на луче зрения. С этими предположениями мы получаем самосогласованную модель, объясняющую имеющиеся данные о спектральных линиях. Конечно, это не единственное решение, и мы могли бы, например, считать линии  $^{13}\text{CO}$  оптически тонкими и нетермализованными. Форму линии в этом случае можно объяснить специальным распределением плотности и градиентов скорости в облаке. Однако, это довольно сложная модель, и мы выбираем более простую.

Приращение антенной температуры в молекулярной линии, соответствующей переходу между верхним (1) и нижним (0) энергетическими уровнями связано с концентрацией молекул и температурой возбуждения уравнением переноса:

$$\Delta T = f^{-1} \left[ \Theta(T_{10}, \nu_0) - \Theta(T_B, \nu_0) \right] (1 - e^{-\tau}), \quad (1)$$

где  $\Delta T$  - скорректированная с учётом атмосферного поглощения и эффективности апертуры антенная температура,  $f$  - фактор дилуции для диаграммы направленности телескопа,  $T_B$  - температура фонового излучения,  $\tau$  - оптическая толщина и  $T_{10}$  - температура возбуждения перехода. Функция

$$\Theta(T, \nu_0) = T_0 \left[ \exp(\tau_0/T) - 1 \right]^{-1} \quad (2)$$

описывает эффективную радиационную температуру. Здесь  $T_0 = h\nu_0/k$  и  $\nu_0$  - частота перехода.

Оптическая толщина равна:

$$\tau = \frac{3}{4} \frac{\sqrt{\pi} \lambda^2}{\pi^{3/2} \Delta \nu} A_{10} N_0 (1 - e^{-T_0/T_{10}}), \quad (3)$$

где  $A_{10}$  - коэффициент Эйнштейна,  $N_0$  - количество молекул в состоянии 0 на луче зрения,  $\Delta \nu$  - ширина линии на половинном уровне. Таким образом, из уравнения (1) мы можем найти  $\tau$  и затем, используя (3),  $N_0$ . Для того чтобы определить полную плотность молекул CO в столбе единичного сечения, мы должны знать распределение по энергетическим уровням (при распределении Больцмана  $N(\text{CO}) \approx N_0 (kT_{10}/hB_0)$ , где  $B_0$  - вращательная постоянная). Применяя уравнение (1) к линии CO, оптическая толщина в которой заведомо очень велика, мы можем найти температуру возбуждения:

$$T_{10}(\text{CO}) = T_0 \left\{ \ln \left[ 1 + T_0 \left( f \Delta T + \theta(T_0, \nu_0) \right)^{-1} \right] \right\}^{-1}. \quad (4)$$

Поскольку для термализации перехода  $I = 1 \rightarrow 0$  CO достаточна концентрация водорода  $10^2 - 10^3 \text{ см}^{-3}$  при кинетической температуре  $T_k = 10 \text{ K}$ , можно ожидать, что этот переход полностью термализован. Тогда, если  $f = 1$ ,  $T_{10}(\text{CO}) \approx T_k$ . Так как у нас нет данных о размерах фрагментов, мы вынуждены положить  $f(\text{CO}) = 1$ . Применяя теперь уравнение (1) к линиям  $^{13}\text{CO}$  и предполагая, что  $T_{10}(\text{CO}) \approx T_{10}(^{13}\text{CO})$ , получаем, что при  $\tau(^{13}\text{CO}) \gg 1$   $f(^{13}\text{CO}) \approx \Delta T(\text{CO}) / \Delta T(^{13}\text{CO})$ .

Применение уравнения (1) к линиям  $^{13}\text{CO}$  и  $\text{C}^{18}\text{O}$  дает

$$\tau(\text{C}^{18}\text{O}) \approx -\ln \left[ 1 - \Delta T(\text{C}^{18}\text{O}) / \Delta T(^{13}\text{CO}) \right]. \quad (5)$$

В этом случае предполагалось, что коэффициент дилуции и температура возбуждения одинаковы для  $^{13}\text{CO}$  и  $\text{C}^{18}\text{O}$ .

Наконец, из уравнений (3) - (5) можно найти количество молекул CO в столбе единичного сечения:

$$N(\text{CO}) = 1,27 \cdot 10^{17} \frac{T_{10} \Delta V \tau(\text{C}^{18}\text{O})}{1 - \exp(-T_0/T_{10})} \text{ см}^{-2}. \quad (6)$$

Предполагалось, что отношение  $\text{CO} / \text{C}^{18}\text{O} = 490$ .  $\Delta V$  - ширина линии на половинном уровне по интенсивности (км/с). Вращательная постоянная для  $\text{C}^{18}\text{O}$  равна  $5,5135 \cdot 10^{10} \text{ Гц}$ , и для  $A_{10}$  мы использовали значение  $7,39 \cdot 10^{-9} \text{ с}^{-1}$ .

Результаты вычислений  $\tau(\text{C}^{18}\text{O})$  и  $N(\text{CO})$  суммированы в двух последних столбцах табл. 1, 2, а также приведены на рис. 4, 5. Из этих рисунков видно, что распределение  $N(\text{CO})$  коррелирует с распределением интенсивности излучения в непрерывном спектре в облаке L 1613. В случае L 673 размер молекулярного облака значительно превышает размер источника континуума, однако на позиции пика континуума имеется локальный максимум  $N(\text{CO})$ .



Пространственное распределение  $N(\text{CO})$  и кинематическая структура облаков L 673 и L 1613 свидетельствуют о вероятной связи источников непрерывного спектра с молекулярными облаками. Этим обстоятельством подкрепляется предположение о том, что излучение в континууме обусловлено тепловой эмиссией пыли. Корреляция распределений пыли и CO естественна, поскольку пыль задерживает ультрафиолетовое излучение звезд и таким образом препятствует разрушению молекул. Время жизни молекул в экранированных областях на несколько порядков больше, чем в свободном пространстве [12,13]. Большой размер молекулярного облака по сравнению с размером источника континуума объясняется тем, что для эффективного экранирования ультрафиолетового излучения достаточно сравнительно небольшой плотности пыли (всего несколько величин ослабления в оптике), в отличие от того, что требуется для появления заметного излучения в континууме.

Излучение источника непрерывного спектра в окрестности L 1613 не может быть обусловлено тормозным механизмом также и потому, что плотность потока его излучения на длине волны 1,35 см не менее  $10 \text{ ян}^*$ ). Аналогичных данных об источнике L 673 у нас пока нет, его плотность потока определена только на волнах 3,5 и 4 мм [4].

Полученные данные об излучении в спектральных линиях позволяют оценить кинетическую температуру в области формирования линий CO:  $T_k \approx T_{10} \approx 10 \text{ К}$ . Голдрейх и Кван [14] показали, что при концентрации водорода  $n_{\text{H}_2} > 10^4 \text{ см}^{-3}$  температура пыли  $T_d$  должна быть близка к кинетической температуре  $T_k$ .

Количество пыли в столбе единичного сечения составляет приблизительно  $0,01 \text{ г/см}^2$  для конденсаций в L 673 и L 1613 соответственно [15] (эти оценки получены при использовании коэффициентов поглощения, характерных для аморфных силикатов). Полные массы пыли равны  $\sim 3M_\odot$  и  $70M_\odot$  [15].

Для определения количества водорода в молекулярном облаке в пределах континуального источника можно воспользоваться обычно «принятым» отношением  $n(\text{H}_2) / n(\text{CO}) = 1,5$ \*

\* Эти данные получены А.Г.Кисляковым (неопубликовано).

$10^4$  (см., например, [8, 16]). Данные табл. 1 и 2 приводят к величинам  $N(\text{H}_2) \sim 2$  и  $10^{22}$  для L 673 и  $3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$  для L 1613, что соответствует плотности водорода на луче зрения лишь в несколько раз большей, чем плотность пыли. Заметим, однако, что точность определения  $\rho(\text{CO})/\rho(\text{H}_2)$  невелика, и эта величина может меняться в широких пределах. В некоторых случаях она может достигать  $2 \cdot 10^{-6}$  [17]. Следует ожидать также непостоянства отношения плотностей пыли и газа в разных частях облака, например из-за вымораживания газа на пылинках. Кроме того, оценки плотности пыли очень неточны вследствие неопределенности сечений поглощения пылинок. Также приближительна и оценка температуры пыли. Устранение этой неточности возможно только после исследования полного спектра источника континуума. Для определения состава пылинок необходимы исследования в инфракрасном диапазоне.

Среди множества других вопросов остается невыясненным происхождение и энергетика источников непрерывного спектра, связанных с галактическими темными туманностями. Нагрев пыли может быть обусловлен звездой спектрального класса В, вкрапленной в пылевую конденсацию [5]. Необходим дальнейший поиск таких звезд и связанных с ними областей ИК вблизи континуальных источников.

В заключение несколько замечаний об оценках лучевой плотности CO. Они значительно превышают величины, полученные Дикманом [8]. По-видимому, последние во многих случаях занижены из-за предположения о малой оптической толщине в линиях  $^{13}\text{CO}$ . Определенные в настоящей работе более высокие значения  $N(\text{CO})$  приводят к заключению о том, что в некоторых темных облаках большая часть углерода содержится в форме CO. Этот вывод согласуется с представлениями о химических процессах в холодных плотных молекулярных облаках, содержащих пылинки. Более низкая по сравнению с другими углеродсодержащими молекулами температура испарения делает CO вероятным претендентом на роль основного компонента при температурах 10 - 20 К.

Наблюдения Дикмана [8] были выполнены с разрешением  $2'$ , 6. Согласно нашим данным, отношение антенных температур изотопов  $^{13}\text{CO}$  и  $\text{C}^{18}\text{O}$  уменьшается после усреднения по углу  $\sim 3'$ . То же самое можно сказать о насыщении линий и особенности об эффектах самопоглощения. Это могло послу-

жить дополнительной причиной расхождения наших данных с результатами Дикмана. Наличие тонкой структуры распределения скоростей и плотности в темных галактических облаках делает очень желательным проведение наблюдений излучения CO с высоким пространственным разрешением ( $\sim 10''$ ).

Авторы признательны персоналу НРАО за помощь в проведении наблюдений и обработке данных, а также Х.С.Листу и Б.Е.Тернеру за полезные дискуссии. Один из авторов (А.Г.К.) находился в НРАО по приглашению и благодарен руководству Обсерватории за поддержку.

#### Литература

1. Кисляков А.Г., Чернышев В.И., Листвин В.Н., Швецов А.А. - Изв.вузов.-Радиофизика, 1973, 16, № 5, с.77.
2. Кисляков А.Г., Чернышев В.И., Григорян Ф.А., Хачатрян Н.Р. - Письма в astron. журн., 1976, 2, № 5, с.240.
3. Зинченко И.И., Кисляков А.Г., Чернышев В.И., Кукина Э.П. - Конф. по галактич. и негалактич. радиоастрон. Тезисы докл. Харьков, 1976, с.85 (Ротапринт ИРЭ АН УССР).
4. Зинченко И.И., Кисляков А.Г., Красильников А.А., Кукина Э.П. - Письма в astron. журн., 1978, 4, № 1, с.10.
5. Kislyakov A.G., Turner B.E. - Astron.J., 1976, 81, N5, p.302.
6. Ulich B.L., Haas R.W. - Astrophys.J.Suppl., 1976, 30, p.247.
7. Wannier P.G., Penzias A.A., Linke R.A., Wilson R.W. - Astrophys.J., 1976, 204, N7, p.26.
8. Dickman R.L. - Astrophys.J.Suppl., 1978, 37, p.407.
9. Martin R.N., Barrett A.H. - Astrophys.J.Suppl., 1978, 36, p1.
10. Scoville N.Z., Solomon P.M. - Astrophys.J. (Letters), 1974, 187, N1, L67.
11. Leung C.M., Liszt H.S. - Astrophys.J., 1976, 208, N3, p.732.
12. Steif L.J. - In: Molecules in the Galactic Environment, Eds. M.A.Gordon and L.E.Snyder (New York: Wiley - Interscience), 1973.

13. Sandell G., Mattila K. - *Astron. Astrophys.*, 1975, 42, p.357.
14. Goldreich P., Kwan J. - *Astrophys. J.*, 1974, 189, N3, p.441.
15. Звиченко И.И., Кисляков А.Г. - В кн.: Спектральные исследования атмосферного и космического излучения. Горький, ИПФ АН СССР, 1979, с.34.
16. Thaddens P. - In: *Star Formation*, IAU Symp., 1977, N75, p.37.
17. Watson W.D. - *IAU Session on CNO Isotopes*. Grenoble, 1976.

## ПОГЛОЩЕНИЕ МИКРОРАДИОВОЛН ПРИМЕСНЫМИ ГАЗАМИ АТМОСФЕРЫ

А.Г.Кисляков, Ю.Ю.Куликов, В.Г.Рыскин

### 1. Введение

Развитие космической радиосвязи с использованием искусственных спутников Земли (ИСЗ) характеризуется продвижением в миллиметровый и субмиллиметровый участки спектра. Качественные показатели и устойчивость работы систем связи в этом диапазоне в значительной мере определяются условиями распространения радиоволн. Поэтому особенности атмосферного распространения радиоволн имеют весьма существенное значение для разработки этих систем. При распространении микрорадиоволн<sup>\*</sup>) в земной атмосфере происходит ослабление напряженности поля за счёт поглощения в газах, рассеяния и поглощения в гидрометеорах. Основными атмосферными газами, поглощающими радиоволны миллиметрового диапазона, являются пары воды и молекулярный кислород. Известно, что в окнах прозрачности атмосферы, т.е. участках спектра, расположенных между сильными линиями поглощения  $H_2O$  и  $O_2$ , радиоволны проходят атмосферу довольно хорошо с точки зрения успешного решения задач связи. Спектр поглощения радиоволн атмосферным кислородом, как показали расчёты и измерения [1], может быть предсказан с достаточной для практических целей точностью по заданным параметрам атмосферы (давление и температура на луче зрения).

---

<sup>\*</sup>) Этим термином объединим миллиметровые и субмиллиметровые радиоволны.

Поскольку высотные зависимости давления и температуры в атмосфере Земли претерпевают лишь незначительные сезонные изменения, то и кислородное поглощение сравнительно постоянно. Для инженерных расчётов поглощения радиоволн в  $O_2$  вполне возможно использование стандартных моделей атмосферы. Следует отметить также, что для коротковолновых окон прозрачности, за исключением участков длин волн 4,5+6,5 и 2,4+2,6 мм, затухание в  $O_2$  не является определяющим.

Содержание атмосферного водяного пара, интенсивно поглощающего миллиметровые радиоволны, может изменяться в широких пределах даже в течение суток. Известно, что плотность водяного пара быстро убывает с высотой над уровнем моря. Поэтому для уменьшения влияния паров  $H_2O$  на распространение радиоволн станции космической связи целесообразно располагать в горах. В этом случае, как показывают расчёты и эксперимент, резонансные линии озона и других малых атмосферных составляющих могут вносить существенный вклад в оставшуюся часть оптической толщи атмосферы, который сравним, а иногда и превышает "фоновое" поглощение в окнах прозрачности. Данные о высотном распределении и полном содержании атмосферных примесей зачастую бывают недостаточными. Поэтому важно не только оценить, но и измерить величины поглощения вблизи резонансных частот некоторых примесных газов, и в первую очередь озона. На основе экспериментальных результатов можно предсказывать значение поглощения в малых составляющих атмосферы для других участков миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн.

Другой важной задачей наблюдения линий вращательно-го спектра атмосферных составляющих является получение детальных сведений о химическом составе атмосферы. Обычно эта информация доставляется с помощью геофизических ракет с масс-спектрометрами на борту или получается путем наблюдений электромагнитных спектров поглощения и излучения атмосферы.

Измерения концентрации примесных газов в области высот 40 - 120 км, как правило, выполняются с помощью ультрафиолетовых спектрометров, фотометров или хемиллюминесцентных детекторов, установленных на ракетах.

В стратосфере и тропосфере используются ИК интерферометры и лазеры, поднимаемые на самолётах и баллонах.

Трудности оптических методов связаны с ошибками калибровки фотометров и учёта фона рассеянного света. Недостатки метода абсорбционной спектроскопии на ИК волнах заключаются в следующем:

а) разрешающая сила недостаточна для наблюдения отдельных линий и составляет  $0,1 - 0,05 \text{ см}^{-1}$  ( $1500 \div 3000 \text{ МГц}$ );

б) наблюдения теллурических линий в собственном излучении практически невозможны, что снижает оперативность определения содержания примесей;

в) необходимость применения дорогостоящих летательных аппаратов (это относится и к оптическим методам);

г) трудность количественной интерпретации колебательно-вращательных ИК спектров.

Наблюдения теллурических спектров атмосферных газов в миллиметровом диапазоне длин волн позволяют довольно точно измерять контуры отдельных линий, так как применяемые супергетеродинные радиометры обеспечивают высокое разрешение по частоте  $\sim 0,25 \text{ МГц}$  [58] и имеют лучшую спектральную чувствительность по сравнению с другими приёмниками [49]. Используя данные измерений линии поглощения, можно определить не только интегральное содержание газа на луче зрения, но и восстановить профиль распределения его по высоте. Существенным преимуществом наблюдений в радиодиапазоне является возможность изучения состава атмосферы на больших высотах с поверхности Земли, что недоступно ни одному из других методов. Как показывают оценки, измерения с уровня моря спектров поглощения в миллиметровом диапазоне позволяют получить данные о содержании малых составляющих до высот  $\sim 70 - 80 \text{ км}$ , в то время как аналогичные наблюдения в дальней ИК области имеют предельную высоту зондирования около  $50 \text{ км}$ , а в ближнем участке ИК области  $30 \text{ км}$ . Систематические наблюдения в миллиметровом диапазоне длин волн — оперативный метод контроля состава верхней атмосферы, динамики фотохимических реакций.

Ниже приводится обзор выполненных в ИПФ АН СССР работ по теоретическому и экспериментальному исследова-

анию теллурических линий основных примесных газов:  $O_3$ ,  $CO$ ,  $NO$ ,  $N_2O$ . В необходимых случаях привлекаются данные и других исследований.

Приводимые ниже расчёты и экспериментальные данные относятся к атмосфере, свободной от гидrometeorov.

## 2. Теория поглощения радиоволн примесными газами атмосферы

Характеристикой поглощения радиоволн всей толщей атмосферы является интегральная величина

$$\Gamma_0 = \int_{h_0}^{\infty} \alpha(\nu, h) dh, \quad (2.1)$$

где  $\alpha(\nu, h)$  — коэффициент поглощения в виде функции частоты  $\nu$  и высоты  $h$  (политропная модель атмосферы),  $h_0$  — высота наблюдения. Величину  $\Gamma_0$  называют оптической толщиной атмосферы в направлении зенита или полным вертикальным поглощением. Полное поглощение  $\Gamma$  под зенитным углом  $\theta$  (поглощение на луче зрения) при  $\theta \ll 85^\circ$ , согласно [2], равно (без учёта рефракции)

$$\Gamma = \Gamma_0 \sec \theta. \quad (2.2)$$

Величина  $\alpha(\nu, h)$ , входящая в выражение (2.1), в общем случае представляет полный коэффициент поглощения на частоте  $\nu$  и обычно определяется суммированием коэффициентов для отдельных переходов каждого из поглощающих радиоволны газов

$$\alpha(\nu, h) = \sum_m \sum_{ij} [\alpha_m(\nu, h)]_{ij}, \quad (2.3)$$

где индекс  $m$  определяет поглощающий газ. Общее выражение для коэффициента поглощения в линии перехода между уровнями  $i$  и  $j$  записывается как [3]

$$[\alpha(\nu, h)]_{ij} = \frac{8\pi^3}{3c k T(h)} N(h) f_{ij} |\mu_{ij}|^2 \nu^2 F(\nu, \nu_{ij}, h), \quad (2.4)$$



где  $c$  - скорость света,  $K$  - постоянная Больцмана,  $T$  - температура,  $N$  - концентрация молекул,  $f$  - относительное число молекул в нижнем из двух рассматриваемых состояний, между которыми происходит переход,  $|\mu_{ij}|^2$  - квадрат абсолютной величины матричного элемента дипольного момента для данного перехода, просуммированный по трём взаимно перпендикулярным направлениям в пространстве,  $\nu$  - частота,  $\nu_{ij}$  - резонансная частота,  $\Delta\nu$  - полуширина линии,  $F(\nu, \nu_{ij}, h)$  - функция, описывающая форму линии.

Входящие в выражение для коэффициента поглощения (2.4) величины  $T$ ,  $N$  зависят от высоты  $h$ ;  $f$  зависит от температуры;  $F(\nu, \nu_{ij}, h)$  зависит от температуры и давления, которые также меняются с высотой. Таким образом, форма и интенсивность теллурической линии поглощения определяются функциями  $N(h)$ ,  $T(h)$  и  $P(h)$ .

Рассмотрим функцию  $F(\nu, \nu_{ij}, h)$ , описывающую контур линии поглощения. Основной причиной уширения линии в атмосфере Земли при  $h < 70$  км являются столкновения молекул - это так называемое уширение давлением. В верхних слоях ( $h \geq 70$  км) главным механизмом уширения становится тепловой эффект Доплера. Соответственно меняется форма линии.

#### а) Уширение линии соударениями

Уширение спектральной линии за счёт соударений молекулы с частицами среды зависит от состава среды, концентрации частиц и температуры. При низких давлениях (менее 1 атм) взаимодействие частиц наилучшим образом описывается посредством двойных соударений. Среднее время соударения  $\tau$  может быть связано с диаметром молекулы  $b$  и поперечным сечением соударения  $\sigma = \pi b^2$  на основании соотношений кинетической теории

$$\tau = 1/N \bar{v}_{12}^2 \sigma, \quad 2\Delta\nu = N \bar{v}_{12}^2 b^2, \quad (2.5)$$

где  $N$  - плотность молекул, а  $\bar{v}_{12}^2$  - средняя относительная скорость соударяющихся молекул. Для фиксированной температуры  $\bar{v}_{12}^2$  и  $\sigma$  постоянны, тогда как  $N$  пропорционально давлению. Существующие теории уширения исходят из посылки о том, что продолжительность соударения

мала по сравнению с  $\tau$  - средним временем между соударениями. Газ рассматривается как ансамбль гармонических осцилляторов с частотой  $\nu_0 = \nu_{ij}$ . В моменты времени, примерно равные  $\tau$ , осцилляторы на мгновение останавливаются, а условия, наступающие сразу после соударения, описываются различно. Лоренц [4] полагал энергии осцилляторов после соударения произвольными и получил следующее выражение для формы линии

$$F(\nu, \nu_{ij}) = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta \nu}{(\nu - \nu_{ij})^2 + (\Delta \nu)^2}, \quad (2.6)$$

где  $\Delta \nu = \frac{1}{2\pi\tau}$ .

Ван Флек и Вайскопф [5] приняли для осцилляторов после соударения бальмановское распределение энергии. Выражение Ван Флека и Вайскопфа для функции, определяющей форму линии, имеет вид

$$F(\nu, \nu_{ij}) = \frac{1}{\pi} \frac{\nu}{\nu_{ij}} \left[ \frac{\Delta \nu}{(\nu - \nu_{ij})^2 + (\Delta \nu)^2} + \frac{\Delta \nu}{(\nu + \nu_{ij})^2 + (\Delta \nu)^2} \right] \quad (2.7)$$

и выражение является хорошим приближением для области частот  $\nu - \nu_{ij} \ll \nu_{ij}$ . При  $\Delta \nu \ll \nu_{ij}$  и  $\nu - \nu_{ij} \ll \Delta \nu$  выражение (2.7) переходит в выражение для Лоренцевского контура (2.6). Однако выражение (2.7) не дает правильных результатов (согласующихся с экспериментом) для  $\nu - \nu_{ij} \gg \Delta \nu$ . Предложенная Гроссом [6] и Жевакиным [7] форма линии, основанная на более корректном учёте взаимодействия при соударениях, приводит к значительным поправкам при

$\nu - \nu_{ij} \gg \Delta \nu$ :

$$F(\nu, \nu_{ij}) = \frac{1}{\pi} \frac{4\nu^2 \Delta \nu}{(\nu^2 - \nu_{ij}^2)^2 + 4\nu^2 (\Delta \nu)^2}. \quad (2.8)$$

Вычисление полуширин линий  $\Delta \nu$  (здесь  $\Delta \nu$  - полуширина линии, которую мы будем называть лоренцевской и обозначим для дальнейшего пользования  $\Delta \nu_L$ ), к сожалению, оказывается успешным только в малом ряде случаев. Многочисленные попытки добиться совпадения теоретических и экспериментальных результатов успеха не принесли. Довольно надёжно установлено, что величина  $\Delta \nu_L$  пропорциональна давлению в первой степени, по крайней мере в широкой области низких давлений. Зависимость  $\Delta \nu_L$  от

температуры можно представить в виде  $\Delta \nu_L \sim T^{-\alpha}$ , со значениями показателя  $0,5 \leq \alpha \leq 1,0$ .

б) Доплеровское уширение линий

Доплеровский контур линии описывается выражением

$$F_D(\nu, \nu_{ij}) = \frac{1}{\alpha_D \sqrt{\pi}} \exp \left[ -(\nu - \nu_{ij})^2 / \Delta \nu_D^2 \right]. \quad (2.9)$$

Полуширина линии на уровне половинной мощности равна

$$\Delta \nu_D = \alpha_D \sqrt{\ln 2} = \frac{\nu_{ij}}{c} \sqrt{2kT \ln 2 / M}, \quad (2.10)$$

где  $\alpha_D = \frac{\nu_{ij}}{c} \sqrt{2kT/M}$ ,  $M$  - масса молекулы,

Теллурическая линия (интенсивность и её форма), вообще говоря, определяется совместным действием двух механизмов уширения. Контур линии в этом случае будет сверткой доплеровского контура и контура, образующегося при уширении давлением

$$F(\nu, \nu_{ij}) = \int_{-\infty}^{+\infty} F_D(\nu', \nu_{ij}) F(\nu - \nu', \nu_{ij}) d\nu'. \quad (2.11)$$

Интеграл (2.11) в общем виде не выражается через элементарные функции. Для смешанного контура (контур Фойгта) в литературе имеются таблицы и разложения для предельных значений параметра  $\beta = \Delta \nu_L / \Delta \nu_D$  (см., например, в [8]).

Для расчёта оптической толщины, создаваемой атмосферными примесями, можно с хорошим приближением пользоваться формой линии, определяемой соударениями, а величину  $\Delta \nu$  принимать равной сумме  $\Delta \nu = \Delta \nu_L + \Delta \nu_D$ , где  $\Delta \nu_L$  - лоренцевская полуширина линии,  $\Delta \nu_D$  - доплеровская полуширина линии. Это приближение справедливо при значении параметра  $\beta > 1$  [9].

в) Спектроскопические параметры молекул атмосферных газов

В настоящей работе основное внимание уделяется таким малым составляющим атмосферы, как озон  $O_3$ , окись углерода  $CO$ , закись азота  $N_2O$  и окись азота  $NO$ .

Трехатомная молекула озона представляет собой вытя -

нутый асимметричный волчок, имеющий параметр асимметрии 0,968. Вращательные постоянные согласно [12] составляют  $A = 106\,536,236$  МГц;  $B = 13\,349,2548$  МГц;  $C = 11\,834,3613$  МГц. Величина  $\mu_{0,1} = 0,53 - 0,02$  дебая [3]. Квадрат матричных элементов дипольного момента находится из выражения

$$|\mu_{ij}|^2 = \mu^2 S / 2I + 1, \quad (2.12)$$

где  $I$  - квантовое число, характеризующее вращательное состояние,  $S$  - сила перехода, обычно табулированная для каждого состояния [3].

Величина  $f$  в (2.4) может быть представлена (без учёта ядерного спина)

$$f = f_{I_{k_1, k_2}} f_v, \quad (2.13)$$

где  $f_v$  - относительное число молекул в заданном колебательном состоянии (типичное значение  $f_v \approx 1$  для  $\nu = 0$  и атмосферных условий);  $f_{I_{k_1, k_2}}$  - относительное число молекул, имеющих момент  $I$ , равно

$$f_{I_{k_1, k_2}} = (2I+1) \exp(-W_{I_{k_1, k_2}} / kT) / \sum_I (2I+1) \exp(-W_{I_{k_1, k_2}} / kT). \quad (2.14)$$

Здесь  $W_{I_{k_1, k_2}}$  - вращательная энергия состояния. Если температура достаточно высока и  $(kT/h) \gg A$  (в нашем случае это справедливо), то

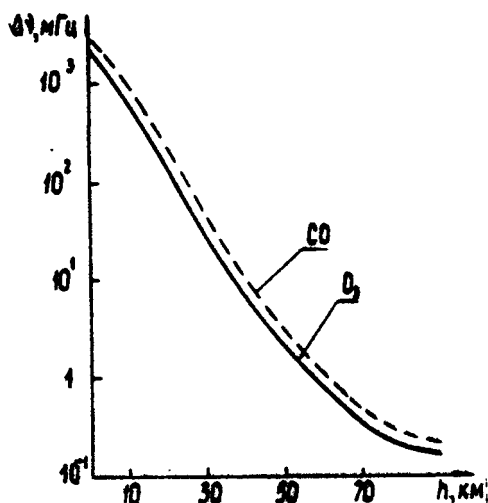
$$\sum_I (2I+1) \exp(-W_{I_{k_1, k_2}} / kT) = \sqrt{\frac{\pi}{ABC}} \left( \frac{kT}{h} \right)^3. \quad (2.15)$$

Величину (2.15) часто называют вращательной статистической суммой.

В интервале длин волн 0,5 - 4 мм озон имеет более 200 линий вращательного спектра, резонансные частоты которых приведены в [10 - 13].

Входящая в  $F(\nu, \nu_{ij})$  величина полуширины линии  $\Delta\nu$  зависит от температуры и давления. Для озона далее используется эмпирическое выражение для  $\Delta\nu_L = 52,7 P \cdot T^{-1/2}$  МГц [14].

Зависимость  $\Delta\nu = \Delta\nu_L + \Delta\nu_D$  от высоты над уровнем моря  $h$  изображена на рис.1, из которого следует, что начиная примерно с высоты 70 км величина  $\Delta\nu$  определяется в основном вторым слагаемым  $\Delta\nu_D$ , а при  $h < 70$  км - первым.



Р и с.1. Зависимость полуширины линий озона и окиси углерода  $\Delta\nu$  от высоты над уровнем моря  $h$

Учитывая, что слой  $O_3$  находится на высотах 20-30 км, в расчёте оптической толщины озона можно не принимать во внимание доплеровское уширение. Этот вывод справедлив также в отношении  $N_2O$ , так как закись азота сосредоточена в тропосфере и нижней стратосфере. Выражения для полуширин линий  $N_2O$  и  $CO$ , определяемых соударениями, примерно совпадают, и в соответствии с результатами работы [15] равны  $\Delta\nu_L = 1,184 P \cdot T^{-1} \text{ Гц}$ .

Однако, поскольку основная поглощающая масса  $CO$  и  $NO$  расположена в мезосфере и выше, уширение вследствие эффекта Доплера для этих газов становится существенным. Поэтому величина  $\Delta\nu$  для них принималась равной  $\Delta\nu = \Delta\nu_L + \Delta\nu_D$ , причём для окиси азота [16]:  $\Delta\nu_L = 48,84 P \cdot T^{-1/2}$ .

Резонансные частоты линейных молекул  $CO$ ,  $N_2O$  определяются выражением

$$\nu_{ij} = 2B(I+1),$$

где  $I$  - квантовое число нижнего уровня для данного перехода,  $B$  - вращательная постоянная молекулы, которая принимает следующие значения  $B_{CO} = 57\ 635,6$  МГц;  $B_{N_2O} = 12\ 561,66$  МГц.

Молекула  $NO$  имеет  $\Delta$ -удвоение. Взаимодействие вращательных моментов молекулы с магнитным моментом ядра азота вызывает дополнительное расщепление энергетических уровней с образованием магнитной сверхтонкой структуры. Так, например, для  $^2\Pi_{1/2}$ -состояния полоса поглощения  $NO$  вблизи 150 ГГц состоит из 10 линий, а в окрестности  $\nu_{ij} \approx 250$  ГГц - из 12 линий, обусловленных переходами между уровнями сверхтонкой структуры. Величины резонансных частот окиси азота неоднократно измерялись и приведены в работе [17].

Матричные элементы дипольного момента молекул  $CO$  и  $N_2O$  находятся из соотношения

$$|\mu_{ij}|^2 = \mu^2(I+1)/(2I+1),$$

где  $\mu$  - дипольный момент, равный для окиси углерода  $\mu_{CO} = 0,122$  дебая, для закиси азота  $\mu_{N_2O} = 0,166$  дебая. Для переходов между уровнями сверхтонкой структуры молекулы  $NO$  с  $\Delta I = 1$  выражения  $|\mu_{ij}|^2$  были получены в [3, 17]. Величина  $f$  в (2.4) для основного колебательного состояния молекул при  $(hB/kT) \ll 1$  определяется выражениями [3, 17]:

$$f_{CO, N_2O} = (2I+1) \frac{hB}{kT} [1 - \exp(-h\omega_e/kT)] \exp[-hBI(I+1)/kT],$$

где  $\omega_e$  - круговая частота колебаний молекулы.

$$f_{NO} = \frac{\exp[-BI(I+1)h/kT] \exp[-(A+2B)h/kT]}{(kT/hB) \{1 + \exp[-(A+2B)h/kT]\}},$$

для  $^2\Pi_{3/2}$ -состояния.

$$f_{NO} = \exp[-BI(I+1)h/kT] / (kT/hB) \{1 + \exp[-(A+2B)h/kT]\},$$

для  $^2\Pi_{1/2}$  - состояния. Здесь  $B$  - вращательная постоянная молекулы  $NO$ ;  $A$  - постоянная тонкой структуры.

Входящие в (2.4) величины давления и температуры являются функциями высоты. Зависимости  $P(h)$  и  $T(h)$  принимались в соответствии со стандартной моделью атмосферы СССР - 1964 [18]. При определении теллурического спектра  $\Gamma(\nu)$  интеграл (2.1) вычислялся методом численного интегрирования. Атмосфера разбивалась на слои толщиной 1 км. Давление, температура и концентрация данного газа в пределах каждого слоя принимались постоянными. Результаты расчёта полного вертикального поглощения в линиях примесных газов атмосферы приводятся ниже.

### 3. Расчёт полного вертикального поглощения радиоволн миллиметрового диапазона в примесных газах

#### а) Атмосферный озон

Область атмосферы в интервале высот 20 - 110 км сравнительно мало изучена как в отношении химического состава, так и процессов, определяющих состав атмосферы. Особенно важное место среди малых примесей занимает озон. Озон образуется в верхней атмосфере в результате диссоциации молекулярного кислорода ультрафиолетовым излучением. Сам озон интенсивно поглощает ультрафиолетовое излучение и следствием этого факта является то, что озон защищает поверхность Земли от губительного солнечного излучения в области длин волн короче 3000 Å. Озон в земной атмосфере сосредоточен в виде слоя, называемого озоносферой, со сравнительно большой концентрацией: максимальная концентрация на 20 - 30 км соответствует  $N_{O_3} \sim 10^{12}$  мол/см<sup>3</sup>.

Для общей характеристики вертикального распределения озона  $N(h)$  воспользуемся данными, приведенными в монографии Крейга [19].

1. Плотность озона максимальна на высотах 20 - 30 км и составляет (2,7 - 6,7)  $10^{12}$  мол/см<sup>3</sup>. В средних и высоких широтах характеристики этого максимума претерпевают изменения по сезонам, а также в течение более коротких периодов времени.

2. Величина плотности озона уменьшается довольно быстро с увеличением высоты выше уровня максимума, особенно в верхней стратосфере. В тропосфере сосредоточена малая часть общего количества озона.

3. Наибольшее количество  $O_3$  было найдено в вертикальном столбе воздуха в нижней стратосфере. За исключением низких широт, содержание озона в нижней стратосфере весьма изменчиво, и эта изменчивость определяет наблюдаемые вариации его общего содержания.

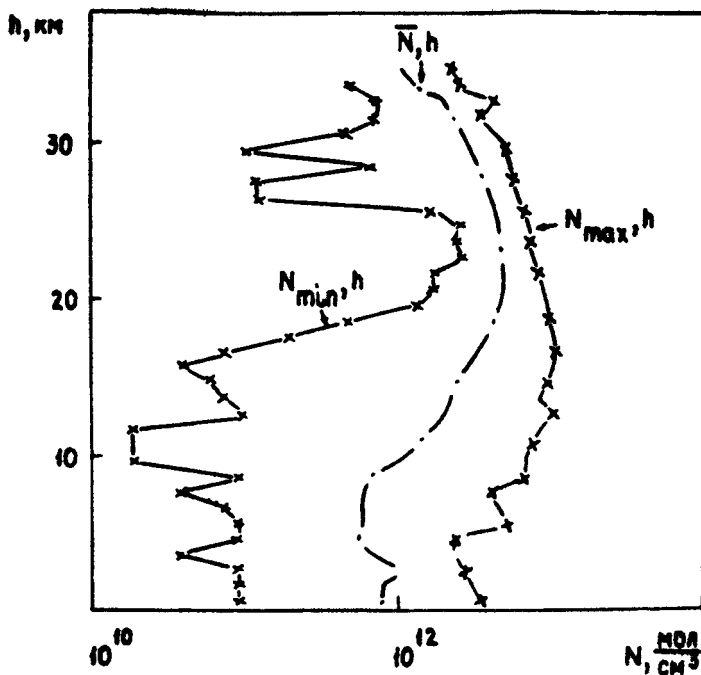
4. Вертикальное распределение озона в стратосфере также подвержено большим изменениям и может иметь один, хорошо обнаруживаемый, широкий и плоский максимум, а иногда и вторичные (один или несколько).

В работе [20] приведены данные расчета коэффициента поглощения  $O_3$  на различных высотах, из которых следует, что на приземных трассах наблюдение линий озона невозможно из-за сильного поглощения в водяном паре.

В настоящей работе рассматривается поглощение радиоволн во всей толще атмосферы. Поэтому в расчете  $\int (\nu)$  для озона мы воспользовались вертикальными распределениями плотности  $O_3$  из работы [21], в которой приведены средние  $\overline{N(h)}$  и экстремальные значения плотности озона в атмосфере в интервале высот от 0 до 35 км, полученные по результатам систематического зондирования в 12 пунктах мировой озонометрической сети. Эти пункты расположены в районах от полярных до тропических. Характерные кривые зависимостей концентрации  $O_3$  от  $h - N_{\max}(h)$ ,  $\overline{N(h)}$ ,  $N_{\min}(h)$  приведены на рис.2.

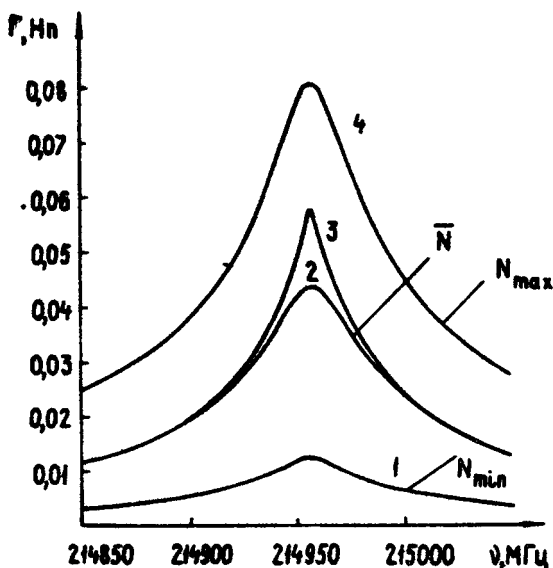
Интересно оценить возможные вариации поглощения при изменении содержания озона в атмосфере. С этой целью для различных зависимостей  $N(h)$  (см. рис.2) был рассчитан контур изолированной линии  $R_p(15_2)$ , резонансная частота которой  $\nu_{ij} = 214\,955,48$  МГц. Верхний предел интегрирования (2.1) принимался равным 35 км. Результаты расчета приведены на рис.3, из которого видно, что при изменении профиля концентрации озона от  $N_{\min}(h)$  к  $N_{\max}(h)$  величина соответствующего им резонансного ослабления в  $O_3$  может возрасти в 8 раз.





Р и с.2. Вертикальное распределение экстремальных и среднего значений концентрации озона в атмосфере по данным работы [21]

Значение поглощения в центре линии, соответствующее  $\bar{N}(h)$  (кривая 2, рис.3),  $\Gamma(\nu_{1j}) = 0,044$  Нп. Полученный результат дает представление о глобальном характере среднего и экстремальных значений резонансного поглощения в озоне. Сезонные и суточные изменения полного содержания озона в атмосфере на данной широте и связанные с ними вариации поглощения значительно слабее. Наиболее сильные изменения количества  $O_3$  в вертикальном столбе наблюдаются в зоне географических широт выше  $45^\circ$ , где отклонения от средней величины полного содержания составляют примерно  $\pm 20\%$ . Положение максимума озонового слоя и его толщина также подвержены вариациям, что приводит к изменениям не только интенсивности, но и ширины линий поглощения атмосферного озона.



Р и с.3. Зависимость интенсивности линии поглощения озона  $\Gamma_p(15_2)$  от типа вертикального распределения  $O_3$  в атмосфере. Кривая 1 - для  $N_{min}(h)$ , 2 - для  $\overline{N(h)}^3$ , 3 - для  $N_{max}(h)$ , 4 - для  $\overline{N(h)}$  с учётом мезосферного озона [22]

Следует отметить, что учёт мезосферного озона даёт увеличение поглощения  $\Gamma(\nu_{ij})$  на 30 % (кривая 3, рис.3). В настоящее время в мезосфере на высотах более 40 км проведены немногочисленные прямые наблюдения за озоном (запуски озонзондов с помощью ракет), которые только очень приблизительно характеризуют его распределение в этой части атмосферы. Поэтому для грубой оценки вклада мезосферного  $O_3$  мы использовали эмпирическую формулу, полученную Крюгером [22]:

$$N(h) = N(h_1) \exp[-(h-h_1)/H_{O_3}], \text{ при } h \geq h_1, \quad (3.1)$$

где  $H_{O_3} = 4,2$  км - шкала высот озона в мезосфере,  $h_1 = 35$  км. Верхний предел интегрирования выражения (2.1) в

этом случае составлял 70 км, так как содержание озона в слое выше 70 км настолько мало, что им можно пренебречь. Полуширина теллурической линии, как видно из рис.3 (кривая 3), равна примерно 30 МГц.

В интервале частот 30 - 600 ГГц ( $\lambda = 1 - 20 \text{ см}^{-1}$ ) был рассчитан теллурический спектр вертикального поглощения озона [23]. В расчёте использованы средние значения концентрации озона  $N(h)$  с учётом эмпирической зависимости (3.1) для высот 35 - 70 км. Интенсивность линий поглощения в резонансах возрастает с укорочением длины волны и достигает на некоторых частотах величин порядка 0,5 - 0,7 Нп в субмиллиметровом участке спектра.

В табл. 1 приведены величины полного вертикального поглощения для наиболее сильных линий атмосферного озона ( $\Gamma_{0_3} > 0,01 \text{ Нп}$ ), расположенных в окнах прозрачности водяного пара и кислорода. Для сравнения даны значения "фоновой" оптической толщины, определяемой водяным паром и кислородом, на частотах, соответствующих примерно центрам окон прозрачности. Следует отметить, что для "фоновой" оптической толщины приведены экспериментальные зависимости  $\Gamma = \Gamma(\rho)$ , которые обычно аппроксимируются выражением типа

$$\Gamma = \Gamma_c + \gamma \rho_0, \quad (3.2)$$

где  $\rho_0$  - абсолютная влажность приземного воздуха в  $\text{г/м}^3$ ,  $\Gamma_c$  - часть ("сухая") оптической толщины, не зависящая от  $\rho_0$ , которую обычно связывают с кислородным поглощением;  $\gamma$  - часть оптической толщины атмосферы, соответствующая единичной приземной абсолютной влажности. Известно, что полное влагосодержание атмосферы  $\lambda$  зимой снижается в несколько раз по сравнению с летним периодом [26]. С увеличением высоты над уровнем моря плотность паров воды довольно быстро падает (характеристическая высота убывания  $H_0 \approx 2,5 \text{ км}$ ). Следовательно, с подъемом будет уменьшаться величина ослабления в парах воды  $\Gamma_{H_0}$ . В этом случае, а также при малых значениях  $\lambda$ , поглощение вблизи некоторых частот резонансных переходов озона может быть сравнимым и даже превышать величину  $\Gamma_{H_0}$ . В этом смысле

Т а б л и ц а 1

Резонансные частоты озона, МГц	Оптическая толщина $O_3$ в зените, Нп	
	расчет	эксперимент
Средняя длина волны окна прозрачности $\lambda = 3,3$ мм		
Фоновое поглощение, Нп, $(0,067 \pm 0,05) + (0,018 \pm 0,03) \rho$ [24]		
96 228,40	0,013	$0,008 \pm 0,003$ [54]
101 731,76	0,024	$0,035 \pm 0,003$ [45]
110 835,92	0,038	$0,03 \pm 0,01$ [46]
Средняя длина волны окна прозрачности $\lambda = 2,09$ мм		
Фоновое поглощение, Нп, $(0 \pm 0,02) + (0,06 \pm 0,007) \rho$ [25]		
124 087,37	0,053	
125 389,42	0,031	
142 175,10	0,071	$0,052 \pm 0,004$ [59]
144 919,36	0,025	
148 744,87	0,014	
154 046,43	0,015	
164 951,85	0,031	
165 784,50	0,092	
175 445,70	0,016	
Средняя длина волны окна прозрачности $\lambda = 1,4$ мм		
Фоновое поглощение, Нп $(0,018 \pm 0,046) + (0,108 \pm 0,016) \rho$ [24]		
193 351,17	0,020	
195 430,20	0,113	
195 721,27	0,023	
206 131,95	0,012	
208 642,33	0,073	
210 803,36	0,024	
214 955,48	0,059	$0,076 \pm 0,014$ [51]
226 054,12	0,028	

Продолжение табл.1.

Резонансные частоты озона, МГц	Оптическая толщина $O_3$ в зените	
	Нп	
	расчет	эксперимент
Средняя длина волны окна прозрачности $\lambda = 1,4$ мм		
Фоновое поглощение, Нп $(0,018 \pm 0,046) + (0,108 \pm 0,016) \rho [24]$		
229 574,88	0,016	
231 281,25	0,133	0,110 $\pm$ 0,023
235 709,64	0,193	0,115 $\pm$ 0,016
237 146,00	0,192	0,140 $\pm$ 0,025
239 093,03	0,183	0,108 $\pm$ 0,022 [52]
242 318,60	0,188	
243 453,57	0,174	0,110 $\pm$ 0,014 [52]
244 158,54	0,029	
247 761,85	0,033	
248 183,14	0,177	
249 788,46	0,136	
249 961,90	0,176	
258 202,06	0,021	
258 716,10	0,155	
263 692,36	0,167	
264 926,05	0,029	
267 266,54	0,126	
273 050,63	0,151	
274 478,42	0,087	
276 923,62	0,041	
279 485,78	0,037	
279 893,03	0,013	
282 837,04	0,028	
286 087,52	0,108	
286 156,31	0,156	
288 959,01	0,218	
290 974,95	0,012	
293 171,29	0,113	

Резонансные частоты озона, МГц	Оптическая толщина $O_3$ в зените $N_p$	
	расчет	эксперимент
Средняя длина волны окна прозрачности $\lambda = 1,4$ мм		
Фоновое поглощение, $N_p$ $(0,018 \pm 0,046) \pm (0,108 \pm 0,016) \rho [24]$		
293 548,42	0,028	
300 685,24	0,048	
301 812,76	0,294	
303 164,85	0,154	
310 063,36	0,036	
315 874,94	0,146	
316 327,04	0,189	
316 681,45	0,016	

хорошо перемешана в тропосфере и нижней стратосфере (до высоты примерно 30 км), а выше количество закиси азота резко уменьшается [33, 34]. Поэтому, хотя в приземном воздухе концентрация  $N_2O$  относительно велика, полное вертикальное поглощение (оптическая толщина в зените), зависящее в сильной степени от содержания примесного газа на больших высотах, оказывается незначительным. Для расчета оптической толщины в линиях вращательного спектра атмосферной закиси азота были использованы результаты измерений вертикального профиля плотности  $N_2O$  из работ [33,34]. Величины поглощения на резонансных частотах  $N_2O$  в окнах прозрачности атмосферы помещены в табл.3.

Оксиды азота  $NO$  ( $NO + N_2O_2$ ) играют важную роль в химии стратосферы. Известно их значение как катализаторов в реакциях разрушения озона [35]. Кроме того, окись азота является основным агентом в модели, объясняющей образование D-слоя ионосферы. Поэтому в последние годы были проведены многочисленные работы по измерению содержания окислов  $NO$  в большом интервале высот, в разное время суток и года [36 - 38]. В наших расчетах зависимость концентрации молекул  $NO$  от высоты принята средней по данным измерений в умеренных широтах (она соответствует среднему уровню солнечной активности и дневному времени).

Результаты расчета поглощения для наиболее сильных переходов  $NO$  приведены для  $2P_{1/2}$  - состояния в табл.4, а для  $2P_{3/2}$  -состояния в табл.5.

Следует отметить, что в полярных условиях концентрация  $NO$  во время магнитных бурь на высотах 100 - 120км может увеличиваться на два порядка [38] по сравнению со средними значениями плотности, принятыми в расчете. Имеются также данные об аномальных концентрациях окиси азота во время солнечных вспышек. Оценки показывают, что такие воздействия на верхнюю атмосферу приведут к увеличению оптической толщины на частотах, соответствующих резонансам  $NO$ , в 5 - 10 раз.

Несколько лет назад с помощью ИК техники в атмосфере Земли обнаружили  $NO_2$  и  $HNNO_3$  [39-43]. Считается, что в стратосфере содержание  $NO_2$  и  $NO$  в течение суток примерно постоянное, так как суточные вариации  $NO_2$  и  $NO$

Таблица 4

Переход $I \rightarrow I+1, F \rightarrow F+1$	Частота, МГц	Оптическая толщина в зените, Нп
$I = 1/2 \rightarrow 3/2$		
$\Pi^+$ - полоса		
$F = 3/2 \rightarrow 5/2$	150176	$1,12 \cdot 10^{-4}$
$F = 1/2 \rightarrow 3/2$	150198	0,41
$F = 3/2 \rightarrow 3/2$	150218	0,34
$F = 1/2 \rightarrow 1/2$	150224	0,34
$\Pi^-$ - полоса		
$F = 3/2 \rightarrow 3/2$	150438	$0,34 \cdot 10^{-4}$
$F = 3/2 \rightarrow 5/2$	150548	1,12
$F = 1/2 \rightarrow 1/2$	150580	0,34
$F = 1/2 \rightarrow 3/2$	150644	0,41
$I = 3/2 \rightarrow 5/2$		
$\Pi^+$ - полоса		
$F = 5/2 \rightarrow 7/2$	250436	$3,29 \cdot 10^{-4}$
$F = 3/2 \rightarrow 5/2$	250439	2,07
$F = 1/2 \rightarrow 3/2$	250447	1,23
$F = 3/2 \rightarrow 3/2$	250473	0,38
$F = 5/2 \rightarrow 5/2$	250481	0,38
$\Pi^-$ - полоса		
$F = 5/2 \rightarrow 5/2$	250706	$0,38 \cdot 10^{-4}$
$F = 3/2 \rightarrow 3/2$	250752	0,38
$F = 5/2 \rightarrow 7/2$	250796	3,29
$F = 3/2 \rightarrow 5/2$	250814	2,07
$F = 1/2 \rightarrow 3/2$	250815	1,23



представляет интерес ; окно прозрачности  $\lambda = 1,4$  мм, в котором сосредоточено более 20 довольно интенсивных линий поглощения озона, а кислородное поглощение весьма мало. Для их исследования были предприняты измерения в высокогорных условиях, результаты которых также помещены в табл. 1.

#### б) Окись углерода (СО)

Содержание окиси углерода в тропосфере измерялось неоднократно [27, 28]. Авторы многих работ отмечают, что тропосферная окись углерода хорошо перемешана, но выше тропопаузы относительная концентрация ее быстро убывает. В нижней стратосфере обнаружен минимум относительного содержания угарного газа [29]. Ранее [30] был выполнен расчёт теллурического спектра СО, в предположении постоянного отношения смесей окиси углерода и воздуха во всей толще атмосферы. Этот расчёт давал завышенные значения ослабления. Результаты исследований угарного газа, проведенные в последние годы [31, 32], показывают, что высотное распределение его в атмосфере, особенно начиная с тропопаузы, сильно отличается от принятого в [30]. В настоящее время считается, что основным источником СО в стратосфере является реакция окисления метана, однако процесс рекомбинации СО с молекулами гидроксила ОН определяет, по-видимому, наблюдаемый минимум плотности окиси углерода в стратосфере. Выше 60 км фотохимическим источником СО является диссоциация молекул углекислого газа  $\text{CO}_2$  солнечным ультрафиолетовым излучением [32], которая обеспечивает высокие значения относительной концентрации окиси углерода в мезосфере ( $\sim 3 \cdot 10^{-5}$ ). Для расчёта поглощения в области  $h > 40$  км была использована зависимость  $N_{\text{CO}}(h)$  из [31], а ниже 40 км данные измерений содержания СО в тропосфере [27, 28] и стратосфере [29] дополнили модель распределения окиси углерода в атмосфере.

Рассчитанные и измеренные значения оптической толщины СО для частот, соответствующих резонансным переходам вращательного спектра, приведены в табл.2.

#### в) Окислы азота ( $\text{N}_2\text{O}$ , $\text{NO}$ , $\text{NO}_2$ ) и азотная кислота ( $\text{HNO}_3$ )

Измерения содержания закиси азота ( $\text{N}_2\text{O}$ ) в атмосфере и теоретические оценки показывают, что она довольно

Т а б л и ц а 2

Переход $I \rightarrow I+1$	Частота, МГц	Оптическая толщина CO в зените, Нп	
		расчёт	эксперимент
0 → 1	115271	0,0042	$0,25 \pm 0,05$ [57] $0,0048 \pm 0,0005$ [58] $0,02^{*)}$ [51]
1 → 2	230538	0,0230	
2 → 3	345796	0,0592	
3 → 4	461041	0,1106	
4 → 5	576269	0,1740	

\*) Верхний предел, указанный авторами работы [51]

Т а б л и ц а 3

Переход $I \rightarrow I+1$	Частота, МГц	Оптическая толщина N <sub>2</sub> O в зените, Нп	
		расчет	эксперимент
2 → 3	75369	0,000148	$0,027 \pm 0,017$ [57]
3 → 4	100492	0,000500	
4 → 5	125614	0,002310	
5 → 6	150735	0,004000	
7 → 8	200975	0,00634	
8 → 9	226094	0,0135	
9 → 10	251211	0,0185	
10 → 11	276328	0,0246	
11 → 12	301442	0,032	
13 → 14	351666	0,0508	
15 → 16	401882	0,0758	
16 → 17	426988	0,0909	
19 → 20	502289	0,148	
20 → 21	527380	0,171	

П р и м е ч а н и е . В таблице приведены лишь линии поглощения, попадающие в окна прозрачности.

Таблица 5

Переход $I \rightarrow I+1, F \rightarrow F+1$	Частота, МГц	Оптическая толщина в зените, Нп
$I = 3/2 \rightarrow 5/2$ $\Pi^+$ - полоса $F = 5/2 \rightarrow 7/2$ $F = 3/2 \rightarrow 5/2$ $F = 1/2 \rightarrow 3/2$	 257822 257853 257868	 $1,48 \cdot 10^{-4}$ 0,93 0,55
$\Pi^-$ - полоса $F = 5/2 \rightarrow 7/2$ $F = 3/2 \rightarrow 5/2$ $F = 1/2 \rightarrow 3/2$	 257825 257855 257870	 $1,48 \cdot 10^{-4}$ 0,93 0,55

противоположны. Полное содержание  $\text{NO}_2$  и  $\text{NO}$  в атмосфере оценивается величиной  $10^{15}$ – $10^{16}$  мол/см<sup>2</sup>. Двоокись азота имеет богатый спектр в миллиметровом диапазоне длин волн, однако ожидаемые значения поглощения  $\text{NO}_2$ , по-видимому, невелики и по величине сравнимы с рассчитанными для  $\text{NO}$ .

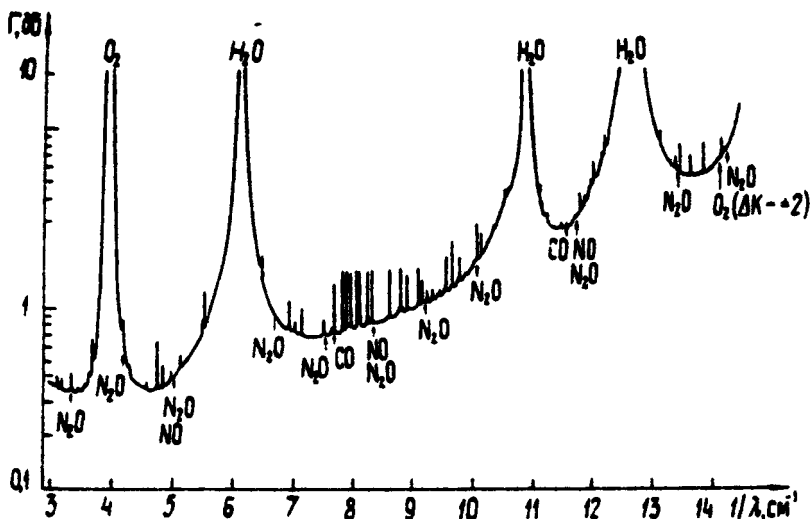
Авторы работ [39,40] обнаружили в стратосфере слой азотной кислоты ( $\text{HNO}_3$ ) с высокой концентрацией ( $\sim 10^{10}$  мол/см<sup>3</sup> на высотах 22 – 26 км). Спектр поглощения  $\text{HNO}_3$  в миллиметровой и субмиллиметровой области плохо исследован. Однако полезно было бы знать его, так как, обладая большим дипольным моментом ( $\sim 2,0$  дебая) и имея высокие значения плотности в стратосфере, молекулы азотной кислоты могут интенсивно поглощать излучение в этой части спектра.

На основе результатов расчёта интенсивностей линий  $\text{O}_3$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{N}_2\text{O}$  и  $\text{NO}$  построен график зависимости оптической толщины атмосферы от длины волны в диапазоне 0,7 – 3,5 мм (см. рис. 4). Были использованы величины поглощения водяным паром и кислородом для средних зимних условий и умеренных широт (высота наблюдения  $h_0 = 3$  км над уровнем моря). Рисунок наглядно показывает, что в высокогорных условиях ослабление в озоне может превышать оптическую толщину атмосферы в окнах прозрачности, а предпочтительным для изучения теллурических спектров озона и других примесных газов является диапазон длин волн  $\lambda = 1,0 + 1,5$  мм ( $1/\lambda = 7 + 10$  см<sup>-1</sup>).

#### 4. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Первые измерения ослабления миллиметровых радиоволн атмосферным озоном были начаты более 10 лет назад [44,45] и ставили своей целью обнаружение линий озона в этом диапазоне. В [45] для обнаружения линии  $\text{O}_3$  на частоте 101,7 ГГц, обусловленной переходом  $4_{0,4} \rightarrow 4_{1,3}$ , был использован пятиканальный радиометр с разрешением порядка 10 МГц. Измерение поглощения выполнялось как по Солнцу, так и по собственному тепловому радиозлучению атмосферы. Было зарегистрировано прираще-

ние  $\Delta \Gamma$ , обусловленное озоном, которое составило  $0,035 \pm 0,003$  Нп. Дальнейшие исследования теллурического спектра  $O_3$ , выполненные Шимабукуро и Вилсоном [46] с более высоким разрешением по частоте ( $\approx 1,2$  МГц), позволили измерить контур линии с резонансной частотой  $110\ 836$  МГц (переход  $Q_R (6_p)$ ). Величина поглощения в центре линии составила  $0,03 \pm 0,01$  Нп.



Р и с.4. Расчётный спектр оптической толщины атмосферы в направлении зенита для средних зимних условий и умеренных широт (высота наблюдения  $h_0 = 3$  км над уровнем моря)

С целью проверки теории молекулярного поглощения радиоволн в атмосфере сначала в НИРФИ, а затем в ИПФ АН СССР были проведены спектральные измерения поглощения, связанного с озоном и другими примесными газами в миллиметровом диапазоне длин волн. Учитывая мешающее действие : "фонового" поглощения, обусловленного  $H_2O$  и  $O_2$ , большинство измерений выполнено в высокогорных условиях.

### а) Озон

Измерения оптической толщины атмосферы в линиях  $O_3$  проводились в горах Заилийского Ала - Тау с высоты около 3000 метров над уровнем моря в январе - апреле 1974 г. и январе - марте 1975г.

Анализаторы спектра, используемые в наблюдениях, созданы на основе описанного в работах [47,48] супергетеродинного радиометрического приемника модуляционного типа. Выбор супергетеродинного радиометра определился специфической задачей - обнаружить теллурические линии примесных газов. Для этого, как показывают расчёты (например, для  $O_3$ ,  $N_2O$ ,  $NO$ ,  $CO$ ), необходимо разрешение по частоте  $\ll \ll 0,1 \text{ см}^{-1}$  ( $0,1 \text{ см}^{-1}$  - примерная ширина теллурических линий на уровне моря), т.е. предметом исследования являются квазимонохроматические сигналы. При измерениях квазимонохроматических сигналов существенной является чувствительность по мощности  $\Delta P = k \Delta T \Delta \nu_a$ , где  $k$  - постоянная Больцмана,  $\Delta T$  - флуктуационный порог чувствительности,  $\Delta \nu_a$  - полоса пропускания частот. Сравнение различных типов радиометров миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн (см., например, [49]) показывает, что супергетеродинные радиометры являются наиболее чувствительными по параметру  $\Delta P$  среди остальных приборов.

Изготовленные нами анализаторы спектра имели в диапазоне длин волн 1,1-1,5 мм чувствительность  $\Delta T = 20-40 \text{ К}$  (при постоянной времени  $\tau = 1 \text{ с}$ ) в спектральном канале с полосой пропускания  $\Delta \nu_a = 50 - 80 \text{ МГц}$  ( $\approx 0,002 \text{ см}^{-1}$ ). Количество каналов в различных модификациях приёмника 3 - 6 [48,50].

Для измерения оптической толщины атмосферы применен метод Бугера. В качестве внеатмосферного источника использовалось Солнце. В этом случае метод Бугера позволяет значительно улучшить отношение сигнал/шум в эксперименте по определению оптической толщины в сравнении с другими известными методами.

Излучение Солнца, с помощью описанного в [48] радиотелескопа, регистрировалось одновременно во всех спектральных каналах, имеющих полосу пропускания 50 - 80 МГц. Затем приёмник калибровался при помощи эталонного источника шума. Следующим этапом наблюдений являлась регистра-

ция излучения неба. На единичное измерение и калибровку требовалось менее двух минут. По зависимости логарифма отношения прокалиброванных сигналов (по эталонному источнику) в двух каналах от секанса зенитного угла Солнца  $\theta$  можно найти интересующую нас разность полного вертикального поглощения на двух частотах  $\Delta\Gamma(\nu_i, \nu_{оп})$ . Вид этой зависимости следующий

$$\ln \left[ \alpha(\nu_{оп}) \alpha_3(\nu_i) / \alpha(\nu_i) \alpha_3(\nu_{оп}) \right] = \Delta\Gamma(\nu_i, \nu_{оп}) \sec \theta(t),$$

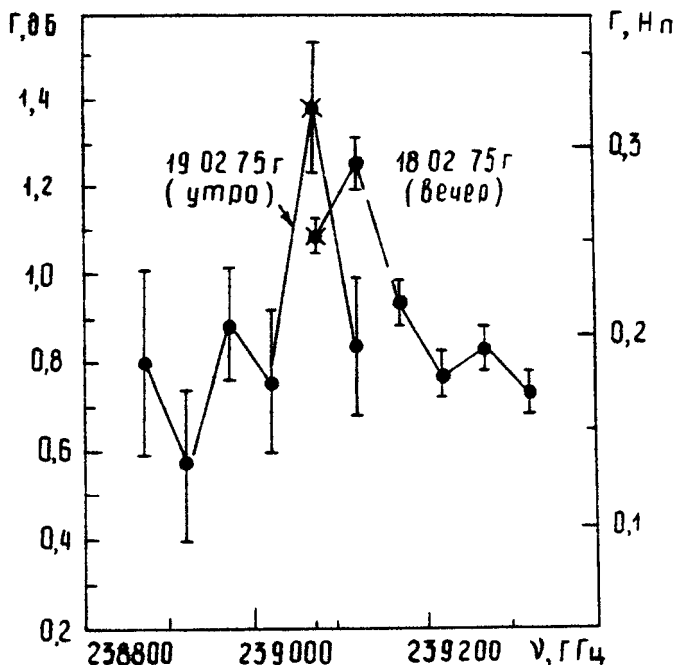
где  $\alpha(\nu_{оп})$  и  $\alpha(\nu_i)$  – разность показаний выходных приборов в опорном (настроенном на частоту  $\nu_{оп}$ ) и  $i$ -м (настроенном на частоту  $\nu_i$ ) каналах при антенне, направленной на Солнце и на небо под одним и тем же углом  $\theta(t)$ ;  $\alpha_3(\nu_{оп})$  и  $\alpha_3(\nu_i)$  – показания в тех же каналах при подключении эталонного источника шума;  $t$  – время. Правильность установки частоты опорного канала проверялась каждые 15 мин с помощью дополнительного устройства, вырабатывающего метки, калиброванные по частоте с точностью  $3 \cdot 10^{-5}$  [48]. Наблюдения проводились от восхода Солнца до заката. Данные, полученные до кульминации, обрабатывались отдельно от полученных после нее. За половину дня удавалось произвести 50 – 100 записей сигнала от Солнца.

Примененная методика позволяет исключить влияние на точность измерений как неравномерности частотной характеристики приёмника и медленного изменения её во времени, так и вариаций слабо зависящей от частоты части поглощения, обусловленной в основном водяным паром и подверженной значительным изменениям в течение суток. Известно, что при измерениях по такой методике не требуется знать абсолютные значения эффективных температур Солнца и эталонного источника ни на одной из частот. К недостатку этого метода следует отнести некоторые трудности интерпретации данных измерений поглощения в линиях переменной интенсивности.

За указанный выше период времени экспериментально определены оптические толщины в линиях  $O_3$ , соответствующих резонансным переходам

$R_p(15_2) \nu_{ij} = 214\ 955$  МГц,  $Q_R(16_0) \nu_{ij} = 231\ 281$  МГц ,  
 $Q_R(14_1) \nu_{ij} = 237\ 146$  МГц,  $Q_R(16_1) \nu_{ij} = 235\ 709$  МГц ,  
 $Q_R(18_1) \nu_{ij} = 239\ 093$  МГц,  $R_p(11_1) \nu_{ij} = 243\ 453$  МГц

[51, 52]. В качестве типичного результата эксперимента на рис. 5 показан измеренный вращательный переход  $Q_R(18_1) \nu_{ij} = 239\ 093$  МГц .

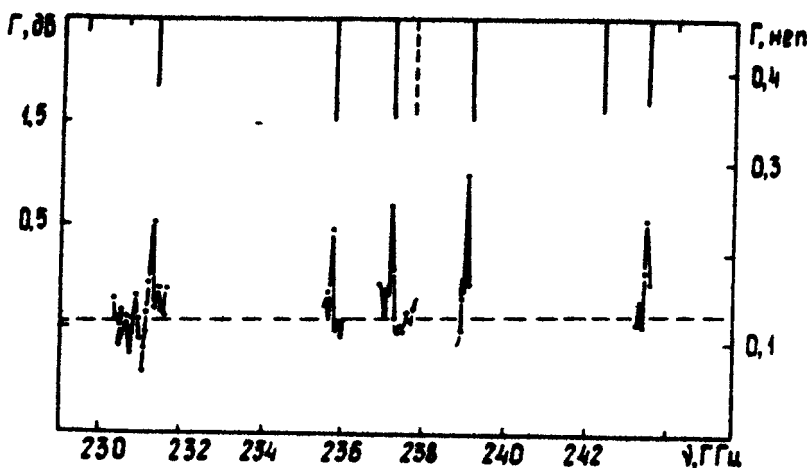


Р и с.5. Экспериментальная зависимость оптической толщины атмосферы от частоты в окрестности линии озона  $Q_R(18_1) (\nu_{ij} = 239\ 093$  МГц )

По измерениям  $\Gamma(\nu)$  вне линий  $O_3$  можно вычислить среднюю оптическую толщину  $\Gamma_{H_2O}(\nu)$ , связанную с поглощением в водяном паре, для зимы 1975 г. Она составила величину, равную 0,115 Нп. В частотном интервале от 230 ГГц до 244 ГГц можно представить суммарную величину  $\Gamma(\nu)$ ,



определяемую  $\Gamma_{\text{н.о}}$  и  $\Delta\Gamma(\nu)$  — приращением оптической толщины, связанным с линиями  $\text{O}_3$ . Суммарная величина  $\Gamma(\nu)$  приведена на рис. 6.



Р и с.6. Спектр оптической толщины атмосферы в диапазоне 230 - 244 ГГц, полученный в горах Тянь-Шаня зимой 1975 г. (штриховая линия - "фоновое" поглощение; вертикальными сплошными линиями обозначены положения резонансных частот озона в соответствии с работой [11], вертикальной штриховой линией - положение линии  $Q_4(16_1)$  согласно [10]. Размеры вертикальных отрезков пропорциональны интенсивностям соответствующих линий  $\text{O}_3$ )

В верхней части рисунка вертикальными отрезками обозначено положение резонансных частот вращательных переходов  $\text{O}_3$ . Размеры вертикальных отрезков свидетельствуют об относительной величине теллурических линий  $\text{O}_3$  (получено из расчёта). Приводимые результаты наблюдений спектральных особенностей, связанных с озоном, свидетельствуют о том, что вклад примесного газа  $\text{O}_3$  в полное вертикальное поглощение достигает заметной величины. Причём, как следует из рис. 4 и 6, величина  $\Gamma(\nu)$  вблизи некоторых частот резонансных переходов  $\text{O}_3$  срав =

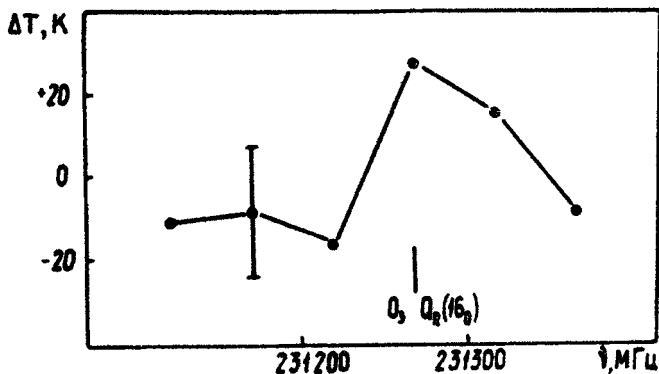
нима и даже превышает величину нерезонансного поглощения водяного пара.

Величины измеренных шести переходов атмосферного озона помещены в табл. 1. Сопоставление с расчётом показывает хорошее согласие, причём из-за сглаживания контура линии  $O_3$  при равенстве ширин фильтра и линии измеренная величина поглощения несколько меньше расчетной.

Зарегистрированы вариации ширины и интенсивности озонных линий [52]. По данным восьми сеансов наблюдений измеренная интенсивность линии поглощения  $Q_{\lambda}(16O)$   $\nu_{ij} = 231\ 281$  МГц менялась от 0,023 до 0,207 Нп, а ширина - от 50 до 200 МГц. Обнаруженную переменность пока трудно объяснить только изменениями общего содержания озона.

В декабре - январе 1976 - 1977 г. выполнены измерения собственного излучения атмосферы в линиях озона по методу абсолютной калибровки [53]. В противоположность методу Бугера измерения оптической толщины по её тепловому излучению могут производиться сравнительно быстро (измерения длятся обычно около 15 мин) и позволяют получить материал о вариациях поглощения. Измерения собственного излучения атмосферы, а следовательно и поглощения, могут проводиться в любое время суток. Кстати, наблюдения 1976 - 1977 г. проведены с уровня моря после захода Солнца.

Измерения выполнены с помощью спектроанализатора, использованного ранее в наблюдениях теллурических линий  $O_3$  по методу Бугера. Методика наблюдений была следующей. Антенна радиометра была направлена постоянно на один и тот же участок неба и регистрировался спектр яркостной температуры  $\Delta T_{\lambda}(\theta, \nu)$  атмосферы. Затем антенна закрывалась кюветой с черным телом при температуре жидкого азота, потом черным телом при температуре окружающего воздуха и регистрировался их спектр. Диаметр антенны составлял 30 см. На рис. 7 приведено приращение яркостной температуры в линии вращательного перехода  $O_3$   $Q_{\lambda}(16O)$   $\nu_{ij} = 231\ 281$  МГц. Измерения выполнены при значении угла места  $19,5^\circ$ . Приращение температуры составило около  $30^\circ K$  (усреднение за несколько циклов измерений), что удовлетворительно согласуется с результатами расчета.



Р и с.7. Приращение яркостной температуры атмосферы в линии вращательного перехода  $O_3$   $Q_r(16O)$   $\nu_{ij} = 231\,281$  МГц

Измерение атмосферного вращательного перехода озона  $2O_2 \rightarrow 2_{1,1}$  в собственном излучении атмосферы, проведенное в марте-апреле 1978 г., было предпринято с целью исследования контура атмосферной линии  $O_3$  [54]. Точное знание контура необходимо для постановки задачи определения общего содержания  $O_3$  и восстановления профиля его концентрации. В таком исследовании становится существенным спектральное разрешение. В вышеописанных экспериментах [51, 52] было реализовано спектральное разрешение порядка 50 МГц, что недостаточно для определения формы спектральной линии. В настоящих измерениях был использован спектральный супергетеродинный радиометр, перестраиваемый в интервале частот от 60 до 100 ГГц [55]. Шумовая температура радиометра составляла 2000 К (в двухполосном режиме). Спектр излучения озона регистрировался 10 фильтрами, имеющими полосу пропускания порядка 3,5 МГц. При таком спектральном разрешении возникает необходимость в гетеродине с относительной нестабильностью частоты не хуже  $10^{-5} - 10^{-6}$ . В радиометре использовалась система стабилизации частоты гетеродина по опорному сигналу кварцевого генератора [56].

Выбор вращательного перехода  $2_{0,2} \rightarrow 2_{1,1}$ ,  $Q_R(2_{0_1})$  из других в 3 мм окне прозрачности определялся тем, что он является достаточно интенсивным среди остальных, а также тем, что фоновое поглощение, определяемое кислородом и водяным паром, несколько меньше, чем, например, для самого интенсивного в этом окне перехода  $O_3$  с частотой 110 836 МГц. Вращательный переход  $Q_R(6_{0_1})$   $\nu_{ij} = 110\ 836$  МГц уже наблюдался [46, 61], и представлялось интересным сопоставить их интенсивности. Кроме того, в результате наблюдений линии  $O_3$  ( $\nu_{ij} = 110\ 836$  МГц) [61] получено, что величина концентрации озона в мезосфере ночью выше вдвое, чем в дневное время. Содержание  $O_3$  в атмосферном столбе выше 50 км по этим данным составило  $1,0 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ .

Наши измерения яркостной температуры небосвода осуществлялись методом абсолютной калибровки. Угол места при измерениях составил  $14,5^\circ$ . Измеренное приращение яркостной температуры во вращательном переходе  $Q_R(2_{0_1})$  составило в среднем 5 К (см. рис. 8). Ширина измеренной спектральной линии имеет величину порядка 40 МГц. Особенностью данных измерений явилось то, что некоторые из них выполнены сквозь облачную атмосферу. При этом линия озона наблюдалась уверенно. Это является свидетельством преимущества радиодиапазона по сравнению с наблюдениями полос  $O_3$  в ИК диапазоне волн.

В апреле - июне 1979 г. были проведены измерения интенсивности линии поглощения озона в окрестности резонансной частоты  $\nu_{ij} = 142\ 175$  МГц [переход  $Q_R(10_{0_1})$ ] [59]. Измерен теллурический контур  $O_3$  с разрешением  $\Delta \nu_{ij} \approx 3$  МГц (методом Бугера) и определено общее содержание озона в столбе выше 25 км:  $\int_{h=25 \text{ км}} N_{O_3}(h) dh = 2,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ . В [59] также приводятся предварительные данные по восстановлению зависимости  $N_{O_3}(h)$  в области высот 25-50 км.

#### б) Окислы азота и CO

В 1969 г. проводились исследования прозрачности атмосферы для радиоизлучения Солнца в окрестности длин волн  $\lambda = 2,6$  мм и  $\lambda = 2,4$  мм, соответствующих центрам линий вращательного спектра CO (переход  $I=0 \rightarrow 1$ ,  $\nu_{ij} = 115\ 271$  МГц) и  $N_2O$  (переход  $I = 4 \rightarrow 5$ ,

$\nu_{ij} = 125\ 614$  МГц) [57]. Разрешающая способность спектрометра по частоте 17 МГц. Оптическая толщина в центре линии CO оказалась равной  $0,25 \pm 0,05$  Нп, а соответствующая величина для  $N_2O$   $0,027 \pm 0,017$  Нп (см. табл. 2 и 3) рис. 8. Измеренную величину поглощения вблизи линии CO ( $I = 0 \rightarrow 1$ ), видимо, трудно объяснить поглощением только в окиси углерода, так как расхождение с расчетом велико не только в величине поглощения, но и по частоте. Это подтверждается и авторами [58], которые измерили этот же вращательный переход, получив величину поглощения CO в центре линии  $0,0048 \pm 0,0005$  Нп и полуширину линии  $\approx 0,3$  МГц (частотное разрешение составляло  $0,25$  МГц). Оптически тонкая линия CO доказывает, что слои CO ниже 40 км не дают вклада в  $\Gamma_{CO}$ . Параметр полуширины линии соответствует давлению  $\sim 0,1$  бар и ниже — это указывает на то, что основной поглощающий радиацию слой CO расположен в области высот более 65 км. В [58] также была измерена плотность молекул окиси углерода в столбе выше 65 км:

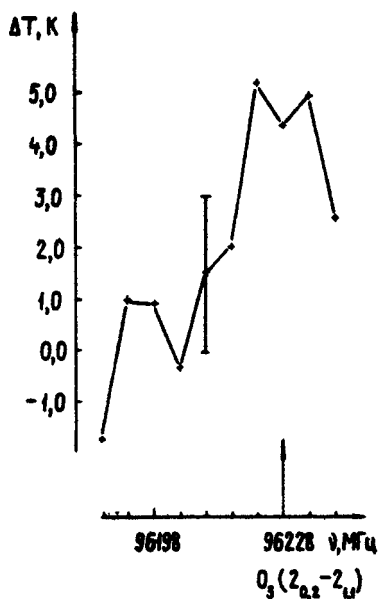
$$\int_{h > 65 \text{ км}} N_{CO}(h) dh = (1,0 \pm 0,3) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$$

Для принятой в наших расчетах модели  $N_{CO}(h)$  соответствующая величина равна  $6 \cdot 10^{15}$  мол/см<sup>2</sup>. Несмотря на то что во всей толще атмосферы сосредоточено  $2 \cdot 10^{18}$  мол/см<sup>2</sup>, нижние слои CO практически не оказывают влияния на распространение радиоволн миллиметрового диапазона. Хотя измеренная величина  $\Gamma_{CO}$  [58] дает согласие с нашим расчетом, заметим, что имеется много возможных других профилей  $N_{CO}(h)$  выше 50 км, дающих измеренное значение.

Очевидно, недостаточные спектральное разрешение и чувствительность приемника не позволили обнаружить CO в следующем переходе ( $I = 1 \rightarrow 2$ ,  $\nu_{ij} = 230\ 538$  МГц). Получен лишь верхний предел оптической толщины CO для этого перехода, равный  $0,02$  Нп [51].

Авторы [60] недавно провели наблюдения атмосферной окиси углерода с помощью 128-канального приемника, имеющего разрешение по частоте 15 кГц и 250 кГц. Им удалось зафиксировать CO как в поглощении солнечной радиации, так и в собственном излучении на частотах 115 271 МГц (переход  $I = 0 \rightarrow 1$ ) и 230 538 МГц (пе-

реход  $\Gamma = 1 \rightarrow 2$ ). Оптическая толщина  $\Delta \Gamma_{CO}$  в центрах этих линий составила  $3,5 \cdot 10^{-3}$  и  $1,8 \cdot 10^{-2}$  Нп соответственно. Эти величины находятся в хорошем согласии с нашим расчетом. Из результатов наблюдений авторами [60] получен профиль концентрации CO для области высот между 45 и 80 км.



Р и с. 8. Приращение яркостной температуры атмосферы, полученное в окрестности линии  $O_3$  (переход  $Q_a(2_0) \cdot \nu_{ij} = 96\ 228$  МГц)

Измеренная величина поглощения в  $N_2O$  ( $\nu_{ij} = 125\ 614$  МГц) дает большое расхождение с расчетом. Это единственное пока измерение оптической толщины  $N_2O$  в миллиметровом диапазоне указывает на необходимость проверки экспериментального результата и дальнейших исследований атмосферной закиси азота. В [30] делались попытки объяснить обнаруженное поглощение ( $\sim 0,05$  Нп) в окрестности

$\lambda \approx 2$  мм наличием переходов вращательного спектра  $N_2O$ . ( $I = 5 \rightarrow 6$ ,  $\nu_{ij} = 150\ 735$  МГц) и  $NO$  ( $I = 1/2 \rightarrow 3/2$ , полоса с центральной частотой  $\nu_{ij} = 150\ 372$  МГц) в этой области. Однако, как следует из расчёта, это объяснение встречает трудности вследствие малости оптических толщин указанных переходов.

Следует отметить, что ранние работы [1,57] по наблюдениям теллурических линий проводились с помощью довольно несовершенной аппаратуры и поэтому их результаты, возможно, отягощены ошибками. Как отмечалось выше, точность калибровки радиометра по частоте была недостаточной. Высокочастотный тракт радиометра [57] не имел частотной селекции для сигналов, принимаемых на гармониках частоты гетеродина. Поэтому возможен был прием излучения атмосферы в субмиллиметровой области спектра (на пример, линии, центрированной к  $\lambda = 0,91$  мм). В связи с этим приведенные выше результаты наблюдений линий  $CO$ ,  $N_2O$ ,  $NO$  требуют ревизии.

Результаты расчётов и измерений показывают, что в диапазоне коротких миллиметровых волн наряду с озоном могут быть обнаружены также окись углерода, закись азота, а при некоторых условиях и окись азота. Очевидно, что наблюдения теллурических линий на радиоволнах могут быть эффективным способом определения не только полного содержания примесных газов в верхней атмосфере, но также распределения их плотности по высоте [58 - 61]. Для получения аналогичных данных для  $NO$  и  $NO_2$  необходимо увеличить чувствительность и разрешающую силу приёмных устройств в несколько раз.

## 5. Заключение

Результаты работы показывают, что интенсивности линий  $O_3$  в коротковолновом участке миллиметрового диапазона сравнимы с "фоновым" ослаблением, обусловленным водяным паром. Это обстоятельство надо учитывать при выборе каналов космической радиосвязи с использованием ИСЗ. Интенсивности линий других примесных газов атмосферы значительно слабее. Однако, наблюдения теллурических спек-

тров этих газов в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах дают еще одну возможность изучения процессов в верхней атмосфере. Считается, что в стратосфере озон разрушается в результате реакции  $NO + O_3 \rightarrow NO_2 + O_2$ , однако скорости этой и многих других реакций известны недостаточно хорошо. Одновременные радионаблюдения линий нескольких газов (например,  $O_3$  и  $NO$ ) были бы полезны для выяснения химических связей составляющих верхней атмосферы.

Известно, что состав атмосферы зависит от времени суток, широты местности, активности Солнца и других факторов. Например, в полярной области систематически отмечается концентрация  $NO$  на высотах D-слоя ионосферы в 2 - 3 раза выше, чем в средних широтах. Обнаружены суточные, сезонные и связанные с солнечной активностью вариации плотности  $NO$  выше 100 км. Замечено, что в верхней атмосфере во время явления зимней аномалии концентрация окиси азота на полтора порядка выше, чем в невозмущенных условиях. Радионаблюдения, проводимые в таких экстремальных условиях, а также получение зависимости ослабления в линиях атмосферных газов от времени суток, во время солнечных вспышек и т.д., могут быть эффективным методом решения многих задач аэронавигации.

### Л и т е р а т у р а

1. Кисляков А.Г., Наумов А.И. - Изв. АН СССР. Физ. атмос. и океана, 1970, 6, №3, с.239.
2. Жевакин С.А., Троицкий В.С. - Радиотехника и электроника, 1959, 4, №1, с.21.
3. Таунс Ч., Шавлов А. Радиоспектроскопия. М., ИЛ, 1959.
4. Lorentz H. - Proc. Amsterd. Acad. Sci., 1906, 8, p. 591.
5. Van Vleck J.H., Weiskopf V.E. - Rev. Mod. Phys., 1945, 17, p.227.
6. Gross E.P. Shape of collision - broadened spectral lines - Phys. Rev., 1955, 97, p.395.



7. Жевакин С.А., Стрелков Г.М. - Материалы 15-го совещания по спектроскопии. М., (изд-во ВИНТИ АН СССР), 1965, 3, с.39.
8. Пеннер С.С. Количественная молекулярная спектроскопия и излучательная способность газов. М., ИЛ, 1963.
9. Зинченко И.И., Кисляков А.Г. - Изв. АН СССР. Физ.атмос. и океана, 1974, 10, №12, с.1275.
10. Gora E.K. - J. Mol. Spectr., 1959, 3, N 1, p. 77.
11. Lichtenstein M.L., Gollagner J.J., Clough S.A. - J.Mol.Spectr., 1970, 40, N 1, p.10.
12. Depannemaecker J.C., Duterage B., Bellet M.J. - J.Quant.Spectr.Transfer., 1977, 17, p.519.
13. Баскаков О.И., Москиенко М.В., Дюбко С.Ф. - В сб: Спектральные исследования атмосферного и космического излучения. Горький, ИПФ АН СССР, 1979.
14. Walsh C.D. - Proc.Phys.Soc., 1955, A68, p. 530.
15. Brit# C.O., Tolber C.W., Straiton A.W., - J.Res., 1961, NBS, 65D, p.15.
16. French I.P., Arnold T.E. - J.Chem. Phys., 1968, 48, N 12.
17. Galagher J.J., Johnson C.M. - Phys. Rev., 1956, 103, N 6, p.1727.
18. Глаголев Ю.А. Справочник по физическим параметрам атмосферы. Л., Гидрометеиздат, 1970.
19. Крейг Р.А. Метеорология и физика верхней атмосферы. Л., Гидрометеиздат, 1970 .
20. Наумов А.П. - Изв. вузов. Радиофизика, 1972, 15, с.682.
21. Бритаев А.С., Жаворонков Е.Г., Кравченко И.М., Ратьков В.М. - Труды ЦАО, 1968, вып.83.
22. Krüger A. - Annal.Geoph., 1969, 25, p.225.
23. Куликов Ю.Ю., Рыскин В.Г. XI Всесоюзная конференция по распространению радиоволн. Тезисы докладов. Изд-во.Казанского ун-та, 1975. (Секция 1У, часть 2).
24. Кузнецов И.В., Куликов Ю.Ю., Федосеев Л.И., Шведов А.А. - Всесоюзный симпозиум по приборам, технике и распространению миллиметровых и субмиллиметровых волн в атмосфере. Тезисы докладов. М., 1976, с.272.

25. Кузнецов И.В., Федосеев Л.И., Швецов А.А. - П Всесоюзный симпозиум по миллиметровым и субмиллиметровым волнам. Тезисы докладов. Харьков, 1978, т.2, с.157.
26. Чернышев В.И. - XI Всесоюзная радиоастрономическая конференция по аппаратуре, антеннам и методам. Тезисы докладов. Ереван, 1978, с.250.
27. Seiler W., Warneck P. - J.Geophys.Res., 1972, 77, N 18, p.3204.
28. Goldman A., Murcray D.G., Murcray F.H. e.a. - J.Geophys.Res., 1973, 78, N 24, p.5273.
29. Ehhalt D.H., Heidt L.E., Lueb R.H., Martell E.A. - J.Atmos.Sci., 1975, 32, p.163.
30. Кисляков А.Г., Рыскин В.Г. - Изв. АН СССР. Физ. атмос. и океана. 1973, 9, № 11, с.1152.
31. Shimazaki T., Cadle R.D. - J.Geophys.Res., 1973, 78, p.5352.
32. Wofsy S.C., Mc Connell J.C., Mc Elroy M.B. - J.Geophys.Res., 1972, 77, N24, p.4477.
33. Goldman A., Murcray D.G., Murcray F.H. e.a. - J.Opt. Soc. Am., 1970, 60, p.1466.
34. Schmeltekopf A.L., Goldan P.D. - Geophys. Res. Lett., 1975, 2, N 9, p.393.
35. Duewer W.H., Wuebbles D.J., Elsaesser H.W. - J. Geophys. Res., 1977, 82, N 6, p. 935.
36. Ackerman M., Frimouf D., Muller C. e.a. - - Nature, 1973, 245, N 5422, p. 205.
37. Meira L.G. Jr. - J.Geophys.Res., 1971, 76, N 1.
38. Gerard J.-C., Barth C.A. - J.Geophys.Res., 1977, 82, N 4, p.674.
39. Harries J.E., Moss D.G., Swann N.R.W. e.a. - - Nature, 1976, 259, N5541, p. 300.
40. Murcray D.G., Goldman A., Csoeke-Poeckh A. e.a. - J.Geophys.Res., 1973, 78, N30, p.7033.
41. Ackerman M., Muller C., - Nature, 1972, 240, N 5379, p. 300.
42. Brewer A.W., Mc Elroy C.T., Kerr J.B. - Nature, 1973, 246, N 5429, p.129.

43. Chalonev C.P., Drummond J.R., Houghton J.T., - Nature, 1975, 258, p. 696.
44. Caton W.M., Welch M.J., Silver S. - J.Geophys.Res., 1967, 72, N 24.
45. Caton W.M., Mannella G.G., Kalaghan P.M., Ewen H.J. e.a. - Astrophys.J., 1968, 151, N3, p.2.
46. Shimabukuro F.J., Wilson W.J. - J.Geophys. Res., 1973, 78, p. 6136.
47. Федосеев Л.И., Куликов Ю.Ю. - Радиотехника и электроника, 1971, 16, с.554.
48. Куликов Ю.Ю., Швецов А.А. - Астрон. журн. 1975, 52, с.199.
49. Кисляков А.Г. УФН, 1970, 101, с.607.
50. Куликов Ю.Ю., Швецов А.А. - VIII Всесоюзная конференция по радиоастрономии. Тезисы докладов. Пушино, 1975.
51. Куликов Ю.Ю., Ризов Е.Ф., Федосеев Л.И. и др. - Изв. АН СССР. Физ. атмосфер. и океана, 1975, 11, №10, с.1071.
52. Куликов Ю.Ю., Рыскин В.Г., Федосеев Л.И., Швецов А.А. В кн: Радиофизические исследования атмосферы. Л., Гидрометеиздат, 1977.
53. Kuznetsov I.V., Kulikov Yu.Yu., Ryskin V.G. e.a. - Papers printed at the Anglo-Soviet seminar on atmospheric propagation at millimetre and submillimetre wavelengths, 1977, N 1 - 11, ( Nov.28 - Des.3).
54. Буров А.Б., Красильников А.А., Куликов Ю.Ю., Рыскин В.Г. - П Всесоюзный симпозиум по миллиметровым и субмиллиметровым волнам. Тезисы докладов. Харьков, 1978, т.2.
55. Буров А.Б., Воронов В.Н., Красильников А.А., Рыскин В.Г. - XI Всесоюзная радиоастрономическая конференция по аппаратуре, антеннам и методам. Тезисы докладов. Секция 1. Ереван, 1978, с.60.
56. Буров А.Б., Воронов В.Н., Красильников А.А., Серов Н.В. - Изв. вузов. Радиофизика, 1976, 19, №12, с.1795.
57. Воронов В.Н., Кисляков А.Г., Кукина Э.П., Наумов А.И. - Изв. АН СССР. Физ. атмосфер. и океана, 1972, 8, №1, с.29.

58. Waters J.W., Wilson W.J., Shimabukuro F.I. -  
- Science, 1976, 191, N4232, p. 1174.
59. Буров А.Б., Воронов В.Н., Красильников А.А. и др. -  
Изв.АН СССР. Физ. атмосфер. океана, 1980г.
60. Goldsmith P.F., Litvak M.M., Plambeck R.L.,  
Williams D.R.W. - J.Geophys.Res., 1979, 84,  
N A2, p.416.
61. Penfield H., Litvak M.M., Gottlieb C.A., Lilley  
A.E. - J Geophys. Res., 1976, 81, p. 6115.

# ВРАЩАТЕЛЬНЫЙ СПЕКТР ОЗОНА В ОСНОВНОМ И НАИНИЗШЕМ ВОЗБУЖДЁННОМ КОЛЕБАТЕЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

О.И.Баскаков, М.В.Москиенко, С.Ф.Дюбко

## Введение

Молекулы озона ( $^{16}\text{O}_3$ ) играют исключительно важную роль в различных фотохимических реакциях в верхних слоях атмосферы Земли, в поддержании теплового баланса и предотвращении прохождения ультрафиолетового излучения к поверхности. Озон имеет интенсивный вращательный спектр в диапазоне субмиллиметровых волн и две полосы поглощения в ИК-диапазоне, совпадающие с полосой частот, генерируемых  $\text{CO}_2$ -лазером на переходах  $001^0-02^0$ . В основном именно этими обстоятельствами объясняется повышенный интерес к различным спектральным характеристикам газообразного озона и, в частности, к его вращательному спектру.

Основные физические параметры озона известны, главным образом, из целенаправленного изучения микроволновых и инфракрасных спектров. По современным представлениям озон — трехатомная нелинейная молекула, принадлежащая группе симметрии  $C_{2v}$ . Угол между двумя связями составляет  $116^{\circ}47' \pm 2'$ , а расстояние между крайним и центральным ядрами кислорода равно  $1,2715 \pm 0,0002 \text{ \AA}$  [1,2]. По своим механическим свойствам молекула озона близка к свойствам вытянутого симметричного волчка. Ось "симметрии" волчка лежит в плоскости молекулы перпендикулярно истин-

ной оси симметрии второго порядка. Перманентный дипольный момент, определенный из экспериментов по эффекту Штарка [3] и равный  $0,53373 \pm 0,00007 \text{ D}$ , направлен вдоль оси  $z$  - оси симметрии. В силу этого чисто вращательные переходы относятся к  $\sigma$ -типу, а наиболее интенсивным соответствует правило отбора  $\Delta K_{-1} = \pm 1$ . Как и любая трехатомная молекула, озон имеет три фундаментальные колебательные моды. В данном случае это  $\nu_1 = 1134,9 \pm 0,2 \text{ см}^{-1}$  - симметричное валентное колебание,  $\nu_2 = 716,0 \pm 0,2 \text{ см}^{-1}$  - симметричное деформационное колебание,  $\nu_3 = 1089,2 \pm 0,2 \text{ см}^{-1}$  - антисимметричное валентное колебание [4]. Характерной особенностью молекулы озона является отсутствие половины вращательных уровней энергии, присущих молекулам типа асимметричного волчка. Это связано с тем, что спин ядер  $^{16}\text{O}$  равен 0, и полная волновая функция должна быть симметричной относительно перестановки двух крайних ядер или, что то же самое, относительно поворота вокруг оси второго порядка на  $180^\circ$ . Для симметричных колебательных состояний  $\nu_1$  и  $\nu_2$  и основного состояния вращательные уровни, удовлетворяющие вышеуказанному условию, могут быть только типа  $(ee)$  или  $(oo)$  [5]. Индексы в скобках соответствуют четности чисел  $K_{-1}$  и  $K_{+1}$ . Состояний типа  $(eo)$  и  $(oe)$  нет.

История исследования вращательного спектра озона, как и любой другой молекулы, отражает процесс совершенствования экспериментальных и теоретических методов микроволновой спектроскопии. С постепенным переходом от сантиметрового диапазона в более коротковолновую область, с улучшением качества измерительной аппаратуры становится возможным наблюдать линии поглощения со все большими квантовыми числами. В результате выявляются более тонкие внутримолекулярные эффекты и появляется возможность более точного расчета вращательного спектра в широком диапазоне длин волн.

Первые исследования микроволнового спектра основного колебательного состояния озона были выполнены в начале 50-х годов примерно в одно и то же время Хаджесом [6-8] и Трамбаруло, Гшошем, Баррусом и Горди [9]. Результатом обеих работ явились частоты 21 линии с верхней границей 120 ГГц, параметры эквивалентного жесткого волчка и геометрия молекулы. Оказалось, что структура озона соответству-

ет той, которая получена в более ранних работах по электронной дифракции. Кроме того, в работах [6 - 8] идентифицировано несколько линий, принадлежащих другим 5-ти изотопическим модификациям, получающимся из основной замкнутой одного, двух или трёх ядер  $^{16}\text{O}$  на  $^{18}\text{O}$ . Последующие работы были связаны только с обработкой полученных в [6 - 9] результатов. Так, Пирс [10] за счёт учёта нежесткости молекулы на основе теории Кивельсона-Вильсона [11] значительно улучшил согласие расчёта с экспериментом. Им было вычислено гармоническое силовое поле, предсказаны частоты трёх основных колебательных мод различных изотопических модификаций, а также центробежные поправки молекулы  $^{16}\text{O}^{18}\text{O}^{16}\text{O}$ . В работе [12] по вращательным и центробежным постоянным из [10] был рассчитан чисто вращательный спектр озона в диапазоне вплоть до 2700 ГГц. Наряду с частотами линий в таблицах этой работы приведены также коэффициенты поглощения при температуре озонового слоя 220°К. Вполне естественно, что этот расчёт хотя и был своевременен, но отличался низкой точностью. В 1971г. Лихтенштейн с сотрудниками выполнили измерения частот 66 новых линий с квантовыми числами  $j$  до 36 в диапазоне 50-316 ГГц [13]. Были вычислены вращательные постоянные и большое число центробежных поправок, а по ним рассчитан спектр озона до 320 ГГц с  $j \leq 60$  и  $k_1 \leq 9$ . Наиболее полное к настоящему времени исследование микроволнового спектра основного колебательного состояния озона проведено в [2]. Авторы этой работы в диапазоне 18-382 ГГц полностью исследовали все шесть изотопических модификаций. Число измеренных линий для молекул различного изотопного состава составляло несколько десятков и в ряде случаев превышало 100. Анализ спектра проводился на основе теории Ватсона [14]. Была уточнена конфигурация молекулы. Позднее, на основе результатов этой работы был рассчитан вращательный спектр молекулы  $^{16}\text{O}_3$  до частоты 1000 ГГц с  $j \leq 55$  [15].

Первые чисто вращательные переходы в возбужденных колебательных состояниях наблюдались Танакой и Морино [1]. Диапазон частот в их экспериментах составлял 8-70 ГГц. В общей сложности было идентифицировано 52 линии в состояниях  $\nu_1, \nu_2, \nu_3, 2\nu_2$ ; для всех четырех состояний

определены вращательные постоянные. Было вычислено силовое поле с точностью до квартичных членов, а также уточнены геометрические параметры. Более полные данные по этим возбужденным состояниям получены в [16] ( $\nu_2, 2\nu_2$ ) и [17] ( $\nu_1, \nu_3$ ). В них наряду с микроволновыми спектрами изучены также соответствующие колебательно вращательные полосы.

Настоящая работа ставила своей целью исследование основного и возбужденного колебательного состояния  $\nu_2$  молекулы озона в субмиллиметровом диапазоне до частот, превышающих 700 ГГц, и, как следствие этого, уточнение вращательных параметров.

### Эксперимент

Спектрометр, использующийся нами для исследования линий поглощения газов в субмиллиметровом диапазоне, подробно описан в работе [18]. Он был дополнен устройством для получения и напуска в ячейку озона. Через разрядную трубку из стекла, охлажденную до температуры жидкого азота, пропускался кислород. Образующийся в разряде озон вымораживался на стенках трубки. Примерно через минуту после начала подача кислорода прекращалась, и озон возгонялся при нагревании до комнатной температуры в предварительно откачанную ячейку. С приготовленной порцией газа можно было работать около часа. В течение этого времени линии поглощения на экране осциллографа постепенно уширялись и интенсивность их падала. Поэтому частоты наиболее слабых линий измерялись в начале. Точность измерений была порядка 0,5 МГц. Всего было идентифицировано 53 линии основного состояния и 45 линий колебательного состояния  $\nu_2$ .

### Методика и результаты расчёта

Для анализа вращательного спектра озона использовался гамльтониан, предложенный Ватсоном [14]. Этот оператор энергии пригоден для описания большого класса нежестких



молекул, удовлетворяющих следующим ограничениям. Характерные амплитуды колебаний ядер должны быть меньше межъядерных расстояний. Колебательное состояние, в котором находится молекула, должно быть изолированным. Если молекула имеет ось симметрии третьего порядка или выше, то ось квантования не должна совпадать с этой осью. Всем этим условиям удовлетворяет молекула озона в рассматриваемых колебательных состояниях.

В общем случае, гамильтониан Ватсона представляет собой бесконечную сумму членов, каждый из которых пропорционален некоему коэффициенту, умноженному на произведение операторов проекций момента количества движения  $P_{\alpha}$ . Чем больше число сомножителей в таком произведении, тем меньше вклад этого члена в энергию. Поэтому на практике для описания конкретного экспериментального материала ограничиваются тем или иным числом главных членов. В нашем случае путем численных экспериментов было установлено, что необходимо и достаточно оставить члены до 8-й степени по проекции момента количества движения включительно

$$\begin{aligned}
 H = & A p_x^2 + B p_x^2 + C p_y^2 - \\
 & - \Delta_j p^4 - \Delta_{jk} p^k p_x^2 - \Delta_k p_x^4 - \\
 & - 2 \delta_j p^k p_x^2 - \delta_k (p_x^k p_x^2 + p_x^2 p_x^k) + \\
 & + H_j p^6 + H_{jk} p^k p_x^2 + H_{kj} p^k p_x^2 + H_k p_x^6 + \\
 & + 2 h_j p^k p_x^2 + h_{jk} p^k (p_x^k p_x^2 + p_x^2 p_x^k) + \\
 & + h_k (p_x^k p_x^2 + p_x^2 p_x^k) + \\
 & + L_j p^6 + L_{jjk} p^k p_x^2 + L_{jk} p^k p_x^2 + L_{kkj} p^k p_x^2 + L_k p_x^6 + \\
 & + 2 \ell_j p^k p_x^2 + \ell_{jk} p^k (p_x^k p_x^2 + p_x^2 p_x^k) + \\
 & + \ell_{kj} p^k (p_x^k p_x^2 + p_x^2 p_x^k) + \ell_k (p_x^k p_x^2 + p_x^2 p_x^k).
 \end{aligned}$$

$$(p_x^2 = p_x^2 - p_y^2 ; \quad p^2 = p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) . \quad (1)$$

Для расчётов было выбрано представление, в котором  $\rho_x$ ,  $\rho_y$  и  $\rho_z$  имеют следующие матричные элементы

$$\begin{aligned} \langle j, k | \rho_x | j, k \rangle &= k, \\ \langle j, k | \rho_x \pm i \rho_y | j, k \pm 1 \rangle &= [(j \mp k)(j \pm k + 1)]^{1/2}. \end{aligned} \quad (2)$$

Вращательные и центробежные постоянные определялись обычным образом с помощью метода наименьших квадратов. Линии, измеренные нами, использовались совместно с линиями из работ [15, 16]. В таблицах 1 и 2 наши линии отмечены звездочкой. (См. таблицы в конце статьи). В методе наименьших квадратов искомыми считаются значения параметров, соответствующие минимуму квадратичной формы

$$\delta = \sum_i \rho_i (v_i^T - v_i^3)^2. \quad (3)$$

В этом выражении  $v_i^T$  — теоретические значения частот,  $v_i^3$  — измеренные частоты линий поглощения,  $\rho_i$  — весовые множители, учитывающие различную точность измерения частот. Мы полагали, что наши измерения по точности примерно в 5 раз хуже измерений, выполненных в работах [15, 16], и нашим линиям ставили в соответствие  $\rho_i = 0,04$ , в то время как для всех остальных линий  $\rho_i$  брались равными 1.

В силу нелинейной зависимости собственных значений гамильтониана (1), а значит и частот переходов, от параметров, последние находились итерационным методом. После нескольких итераций по достижении минимума целевой функции (3) ненулевыми оказываются практически все 24 параметра в (1). Однако статистически значимы из них не все. На это указывает и непосредственный просчёт доверительных интервалов по диагональным элементам корреляционной матрицы, и сильная корреляционная связь между большим числом постоянных. Особенно бросается в глаза чрезмерно большие значения параметров центробежного возмущения высокого порядка. Они намного превышают границы малости, установленные теорией. Ватсона [14], т.е. отличаются от своих истинных значений в большое число раз. Это обуслов-

лено ошибками измерений. Несмотря на то, что набор полученных параметров воспроизводит экспериментальные частоты с необходимой точностью, нельзя с уверенностью сказать, что по нему также хорошо можно восстановить спектр в других областях частот.

Эта трудность в настоящей работе обходится следующим образом. Совокупность всех 24 параметров можно рассматривать как случайный вектор с функцией распределения Фишера [19]. Вероятность того, что вектор  $\vec{\beta}$ , представляющий собой истинное значение параметров, будет накрыт доверительным эллипсоидом

$$(\vec{\beta} - \vec{\alpha}) D (\vec{\beta} - \vec{\alpha}) = \gamma \delta \quad (4)$$

равна  $\rho$ , причём  $\rho$  связана с  $\gamma$  уравнением

$$\rho = F_{\nu, N-\nu}(\gamma) \quad (5)$$

В этих выражениях  $D$  — матрица нормальных уравнений метода наименьших квадратов,  $\vec{\alpha}$  — вектор оценок параметров, обращающих в минимум целевую функцию  $\delta$ ,  $F_{\nu, N-\nu}$  — функция распределения Фишера,  $N$  — число измеренных линий,  $\nu$  — число параметров. Тильда обозначает транспонирование.

Если задаться какой-либо вероятностью, близкой к единице, то с этой вероятностью точка, соответствующая искомым параметрам, будет лежать внутри эллипсоида (4). С чисто формальной стороны ею может оказаться, вообще говоря, любая внутренняя точка этого эллипсоида. Если же учитывать физические соображения, то это должны быть лишь такие точки, в которых значения параметров не выходят за определенные границы, упомянутые выше. Отсюда ясно, что мы не ухудшим конечного результата, а возможно и улучшим его, если часть параметров, выходящих за границы "дозволенного", приравняем 0, и при этом величина минимума  $\delta$  в пространстве оставшихся незафиксированных постоянных, в известном смысле, будет близка к первоначальной, а все ненулевые параметры войдут в "норму". Желательность такой процедуры следует из того очевидного факта, что нулевые значения фиксированных параметров лежат гораздо ближе к

истинным, чем первоначально определенные.

В [20] показано, что изменение целевой функции за счёт фиксации значений параметров или их линейных комбинаций может быть вычислено непосредственно без использования дополнительных итераций. Изменение  $\delta$  за счёт приравнивания 0 части постоянных равно

$$\Delta \delta = \tilde{\bar{x}}_2 (D_{22} - D_{21} D_{11}^{-1} D_{12}) \bar{x}_2. \quad (6)$$

Здесь  $\bar{x}_2$  — вектор постоянных, которые полагаются равными 0,  $D_{22}$ ,  $D_{21}$ ,  $D_{12}$ ,  $D_{11}$  — субматрицы матрицы  $D$ . Индекс 1 относится к статистически значимым параметрам, 2 — к незначимым. Использование формулы (6) сводилось к поиску такого вектора  $\bar{x}_2$ , который бы включал по возможности наибольшее число постоянных, и изменение целевой функции  $\Delta \delta$  было при этом меньше  $\gamma \delta$ . После нахождения и отбрасывания  $\bar{x}_2$  значения оставшихся постоянных уточнялись обычным образом. В расчётах  $\rho$  выбиралось равным 99%. Оказалось, что без сколько-нибудь существенного ухудшения согласия расчёта с экспериментом, как в случае основного колебательного состояния, так и в случае возбужденного состояния, нулю можно приравнять 5 постоянных из 24. При этом точность определения оставшихся постоянных резко возрастает. Значения параметров для обоих колебательных состояний, величины  $\delta$  и  $\gamma$  для 24 и для 19 постоянных приведены в табл.3.

Счёт проводился на ЭВМ ЕС-1022. Использовалась арифметика двойной точности (16–17 десятичных знаков). Время одной итерации 85-ти линий возбужденного состояния озона составляло 116 с. Такое быстрое действие достигалось за счёт усложнения алгоритма поиска собственных значений трехдиагональных симметрических матриц методом деления отрезка пополам [21]. По достижении определенной точности совершался переход на метод Ньютона, который имеет гораздо большую скорость сходимости. Однако по сравнению с методом деления отрезка пополам, в методе Ньютона на каждом шаге необходимо иметь не только значение характеристического многочлена, но и его производной. Последнюю легко определить из рекуррентной цепочки для главных миноров, которая непосредственно ис-

пользуется в методе деления отрезка пополам. Согласно работе [21]

$$\begin{aligned} R_0 &= 1, \\ R_1 &= a_1 - \lambda_k, \\ R_i &= (a_i - \lambda_k) R_{i-1} - b_i^2 R_{i-2}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь  $R_i$  -  $i$ -й главный минор, вычисленный с приближенным собственным значением  $\lambda_k$ , полученным на  $k$ -м шаге,  $a_i$  -  $i$ -й диагональный элемент,  $b_i$  - недиагональный элемент, стоящий на пересечении  $i$ -й строки и  $(i-1)$ -го столбца. Беря производную выражения (8) по  $\lambda_k$ , получаем рекуррентные соотношения для вычисления  $\partial R_n / \partial \lambda_k$  ( $n$  - порядок матрицы)

$$\frac{\partial R_i}{\partial \lambda_k} = (a_i - \lambda_k) \frac{\partial R_{i-1}}{\partial \lambda_k} - R_{i-1} - b_i^2 \frac{\partial R_{i-2}}{\partial \lambda_k}. \quad (8)$$

Новое приближение к собственному значению в методе Ньютона определяется как

$$\lambda_{k+1} = \lambda_k - \frac{R_n}{\partial R_n / \partial \lambda_k}. \quad (9)$$

Переход на конечной стадии определения собственного значения матрицы от метода деления отрезка пополам к методу Ньютона позволил в несколько раз сократить время счёта.

### Заключение

Полученные наборы параметров по сравнению с данными работ [15, 16] позволяют более точно воспроизводить субмиллиметровый вращательный спектр молекулы озона. В табл. 3 приведены значения  $\delta$  (с индексом  $\delta$ ), вычисленные с использованием параметров работ [15, 16]. Видно, что  $\delta_8$  значительно превышает  $\delta_{19}$ . При сравнении этих величин следует учитывать, что большие отклонения в (1) брались с весом 0,04.

Точность линий теоретического спектра нетрудно рассчитать по корреляционным матрицам, приведенным в таблицах 4, 5, как это делается, например, в работе [22]. Однако для сравнительно больших квантовых чисел это будут лишь приблизительные оценки, по которым можно судить лишь о том, частота какой линии рассчитана более точно, какой — менее точно. Для более точных оценок нужна корреляционная матрица, которая включала бы связи с отброшенными параметрами более высоких порядков.

Т а б л и ц а 1

Основное колебательное состояние озона

Измеренная частота МГц	$\nu^3 - \nu^T$	Нижний уровень			Переход			Примечание
		j	$k_{-1}$	$k_{+1}$	$\Delta_j$	$\Delta_{k_{-1}}$	$\Delta_{k_{+1}}$	
1	2	3	4	5	6	7	8	9
14821,42	0,01	39	6	34	1	-1	1	
14866,63	0,03	24	3	21	-1	1	-1	
16162,42	00,03	26	4	22	1	-1	3	
19096,76	0,06	54	8	46	1	-1	3	
23859,66	-0,03	19	2	18	-1	1	-3	
25228,14	0,06	46	6	40	-1	1	-1	
25510,26	0,06	39	5	35	-1	1	-3	
25650,95	-0,01	17	1	17	-1	1	-3	
27458,22	0,03	37	2	36	-1	1	-3	
27862,56	0,02	40	6	34	1	-1	3	
28960,51	0,00	25	3	23	-1	1	-3	
30051,77	0,01	16	2	14	-1	1	-1	
30181,23	-0,01	15	1	15	-1	1	-3	
30524,03	-0,02	19	1	19	-1	1	-3	
32102,68	0,02	47	7	41	1	-1	1	
35642,78	0,04	53	7	47	-1	1	-3	
36021,95	0,04	23	3	19	1	-1	3	
37832,40	-0,03	17	3	15	1	-1	1	
42832,53	0,07	2	0	2	-1	1	-1	
43653,31	0,02	13	1	13	-1	1	-3	
43853,63	0,02	38	5	33	-1	1	-1	
44871,12	-0,03	21	1	21	-1	1	-3	
50034,93	-0,02	31	4	28	-1	1	-3	
50471,77	-0,03	55	8	48	1	-1	1	
51053,04	-0,04	34	5	29	1	-1	3	
51975,70	-0,05	25	4	22	1	-1	1	
51986,80	0,01	48	7	41	1	-1	3	
53688,18	0,04	8	1	7	-1	1	-1	
55354,47	-0,04	24	3	21	1	-1	3	
58093,93	0,02	28	4	24	1	-1	3	
58411,00	-0,06	30	3	27	1	-1	3	
61347,44	0,00	30	4	26	-1	1	-1	

Продолжение табл. 1

1	2	3	4	5	6	7	8	9
61417,94	-0,01	52	7	45	-1	1	-1	
63078,74	0,01	33	5	29	1	-1	1	
65236,13	0,04	11	1	11	-1	1	-3	
66058,52	-0,03	26	3	23	1	-1	3	
67249,68	0,02	28	3	25	1	-1	3	
67356,24	0,01	5	1	5	1	-1	1	
68421,91	-0,03	23	1	23	-1	1	-3	
73919,52	-0,03	39	2	38	-1	1	-3	
75849,62	0,01	41	6	36	1	-1	1	
76393,55	-0,02	23	3	21	-1	1	-3	
76533,72	-0,02	11	2	10	1	-1	1	
77602,46	-0,06	22	3	19	-1	1	-1	
78992,54	-0,04	37	5	33	-1	1	-3	
93844,35	0,00	9	1	9	-1	1	-3	
93955,05	-0,07	14	2	12	-1	1	-1	
95796,40	-0,02	30	4	26	1	-1	3	
96228,34	-0,06	2	0	2	0	1	-1	
101736,87	0,11	4	0	4	0	1	-1	
101835,42	0,11	29	4	26	-1	1	-3	
103878,39	0,04	15	2	14	-1	1	-3	
109559,33	0,08	19	3	17	1	-1	1	
110836,04	0,12	6	0	6	0	1	-1	
114979,20	0,02	6	1	5	-1	1	-1	
118364,51	0,01	0	0	0	1	1	1	
119277,61	0,00	28	4	24	-1	1	-1	
123349,09	-0,03	27	4	24	1	-1	1	
124087,38	0,01	8	0	8	0	1	-1	
125389,44	0,02	7	1	7	1	-1	1	
125413,25	-0,01	21	3	19	-1	1	-3	
128094,82	-0,05	32	4	28	1	-1	3	
128313,85	0,03	7	1	7	-1	1	-3	
130954,82	0,01	35	5	31	1	-1	1	
132385,01	0,02	35	5	31	-1	1	-3	
136860,24	-0,02	20	3	17	-1	1	-1	
140767,27	-0,01	27	1	27	-1	1	-3	
142175,04	-0,05	10	0	10	0	1	-1	



Продолжение табл. 1

1	2	3	4	5	6	7	8	9
144910,67	0,00	38	5	33	1	-1	3	
144919,36	0,00	13	2	12	1	-1	1	
148744,87	-0,01	13	2	12	-1	1	-3	
153724,19	0,13	34	4	30	1	-1	3	
153953,19	0,00	27	4	24	-1	1	-3	
154046,44	0,00	12	2	10	-1	1	-1	
156106,81	-0,03	34	5	29	-1	1	-1	
164951,82	-0,03	2	0	2	1	1	1	
165784,45	-0,05	12	0	12	0	1	-1	
167572,71	-0,05	5	1	5	-1	1	-3	
171412,53	-0,04	36	4	32	1	-1	3	
173485,54	0,02	4	1	3	-1	1	-1	
175186,39	-0,01	26	4	22	-1	1	-1	
175445,70	-0,02	19	3	17	-1	1	-3	
180001,29	-0,03	38	4	34	1	-1	3	
184377,82	0,02	9	1	9	1	-1	1	
184748,72	0,00	21	3	19	1	-1	1	
185556,83	-0,03	33	5	29	-1	1	-3	
187132,48	-0,02	40	5	35	1	-1	3	
193351,30	0,15	18	3	15	-1	1	-1	
195430,51	0,10	14	0	14	0	1	-1	
195721,19	0,02	11	2	10	-1	1	-3	
208642,44	0,03	4	0	4	1	1	1	
210423,10	0,08	35	2	27	-1	1	-1	
235709,84	0,02	16	1	15	0	1	-1	
239093,26	0,01	18	1	17	0	1	-1	
243453,70	-0,07	11	1	11	1	-1	1	
247761,77	-0,02	16	3	13	-1	1	-1	
248183,38	-0,02	20	1	19	0	1	-1	
249788,60	0,04	6	0	6	1	1	1	
249961,96	0,01	10	1	9	0	1	-1	
258202,05	-0,13	23	4	20	-1	1	-3	
258716,18	0,06	8	1	7	0	1	-1	
262857,85	-0,03	23	3	21	1	-1	1	
263692,60	-0,01	22	1	21	0	1	-1	
267266,57	0,03	6	1	5	0	1	-1	

Продолжение табл. 1

1	2	3	4	5	6	7	8	9
273050,38	0,01	18	0	18	0	1	-1	
274478,38	-0,04	4	1	3	0	1	-1	
276923,54	-0,02	15	3	13	-1	1	-3	
279485,90	0,12	2	1	1	0	1	-1	
279892,46	-0,01	31	4	28	1	-1	1	
282837,20	0,06	22	4	18	-1	1	-1	
286087,69	0,01	17	2	16	1	-1	1	
286156,53	0,00	24	1	23	0	1	-1	
286294,75	0,03	3	1	3	0	1	-1	
288959,14	0,00	8	0	8	1	1	1	
290975,12	0,05	29	5	25	-1	1	-3	
293171,27	-0,07	5	1	5	0	1	-1	
293548,23	-0,08	7	2	6	-1	1	-3	
300685,15	-0,02	14	3	11	-1	1	-1	
301813,00	0,02	13	1	13	1	-1	1	
303164,92	-0,01	7	1	7	0	1	-1	
310063,56	0,09	21	4	18	-1	1	-3	
315875,12	0,03	26	1	25	0	1	-1	
316327,25	0,08	9	1	9	0	1	-1	
317195,06	0,04	6	2	4	-1	1	-1	
319996,54	0,02	20	0	20	0	1	-1	
335271,07	-0,21	20	4	16	-1	1	-1	*
335637,55	0,03	49	8	42	-1	1	-3	*
352323,98	-0,05	13	1	13	0	1	-1	
352592,79	-0,16	12	3	9	-1	1	-1	*
352814,89	-0,27	28	1	27	0	1	-1	*
355018,03	-0,14	2	1	1	1	1	1	
356087,00	-0,10	41	7	35	-1	1	-3	*
357629,83	0,01	19	2	18	1	-1	1	
358853,35	0,02	15	1	15	1	-1	1	
359649,02	-0,52	28	2	26	0	1	-1	*
361669,36	-0,04	19	4	16	-1	1	-3	*
363468,70	-0,47	32	2	30	0	1	-1	*
363715,12	0,74	41	5	37	1	-1	1	*
364403,80	0,13	33	4	30	1	-1	1	*
364449,88	-0,01	12	0	12	1	1	1	

Продолжение табл. 1

1	2	3	4	5	6	7	8	9
368948,97	-0,27	26	5	21	-1	1	-1	*
371022,83	0,01	22	0	22	0	1	-1	
375179,26	0,10	15	1	15	0	1	-1	
375977,86	-0,18	33	6	28	-1	1	-3	*
376237,90	-0,29	34	2	32	0	1	-1	*
378281,16	-0,01	24	2	22	0	1	-1	
378694,48	-0,45	11	3	9	-1	1	-3	*
382190,04	-0,10	40	7	33	-1	1	-1	*
387098,29	-0,19	18	4	14	-1	1	-1	*
387287,43	-0,19	3	1	3	1	1	-1	*
387984,36	-0,19	47	8	40	-1	1	-3	*
651475,38	-0,44	16	3	13	0	1	-	*
651532,36	-0,15	44	9	35	-1	1	-1	*
651556,77	-0,18	11	1	11	1	1	-1	*
655872,16	-0,46	10	3	7	0	1	-1	*
655935,16	0,31	51	10	42	-1	1	-3	*
655961,95	-0,18	11	3	9	0	1	-1	*
656005,47	-0,18	23	3	21	0	1	-1	*
661457,82	-0,35	27	3	25	0	1	-1	*
664486,71	0,18	46	4	42	0	1	-1	*
665851,58	-0,72	29	7	23	-1	1	-3	*
666630,19	-0,55	29	3	27	0	1	-1	*
668065,76	-0,47	42	0	42	-1	3	-3	*
671669,04	-0,20	7	2	6	1	1	-1	*
671804,40	0,10	33	3	31	1	-1	1	*
671932,45	0,00	36	8	28	-1	1	-1	*
672454,92	-0,18	45	1	45	-1	1	-3	*
672794,47	0,15	35	2	34	0	1	-1	*
676902,14	0,04	48	2	46	0	1	-1	*
677135,82	-0,05	43	9	35	-1	1	-3	*
677142,84	-0,15	40	1	39	0	1	-1	*
679304,32	0,01	24	1	23	-1	3	-3	*
689821,52	-0,10	54	1	53	-1	3	-3	*
690105,64	-0,14	68	5	63	0	1	-1	*
701365,08	0,31	13	5	9	-1	1	-3	*
701508,69	0,58	33	1	33	0	1	-1	*

Окончание табл. 1

1	2	3	4	5	6	7	8	9
702705,75	-0,29	42	9	33	-1	1	-1	*
703490,08	0,11	66	4	62	0	1	-1	*
709638,50	0,44	20	6	14	-1	1	-1	*
709717,60	0,80	44	0	44	-1	3	-3	*
710643,95	-0,17	56	11	45	-1	1	-1	*
716533,54	0,08	64	5	59	0	1	-1	*
716827,90	0,27	27	7	21	-1	1	-3	*
718358,48	0,04	42	4	38	0	1	-1	*
718428,14	-0,16	57	6	52	1	-1	1	*
732607,39	0,31	48	10	38	-1	1	-1	*

Т а б л и ц а   2  
Колебательное состояние,  $\gamma_2$

Измеренная частота, МГц	$\nu^s - \nu^T$	Нижний уровень			Переход			Примечание
		$j$	$K_{-1}$	$K_{+1}$	$\Delta j$	$\Delta K_{-1}$	$\Delta K_{+1}$	
1	2	3	4	5	6	7	8	9
9077,22	-0,02	3	1	3	1	-1	1	
20050,14	-0,05	32	3	29	1	-1	3	
23551,12	0,04	22	3	19	1	-1	3	
27947,60	0,08	24	3	21	-1	1	-1	
28915,23	0,02	17	3	15	1	-1	1	
32932,55	-0,03	34	5	29	1	-1	3	
34916,38	0,02	19	2	18	-1	1	-3	
36141,37	-0,03	17	1	17	-1	1	-3	
39094,99	0,02	25	4	22	1	-1	1	
39149,83	-0,01	16	2	14	-1	1	-1	
39459,16	-0,05	15	1	15	-1	1	-3	
41922,10	-0,03	24	3	21	1	-1	3	
42427,79	0,07	19	1	19	-1	1	-3	
43051,91	-0,04	28	4	24	1	-1	3	
43190,82	0,08	25	3	23	-1	1	-3	
44686,09	-0,03	2	0	2	-1	1	-1	
46169,36	0,04	33	5	29	1	-1	1	
46861,46	0,07	39	5	35	-1	1	-3	
51274,34	0,11	28	3	25	1	-1	3	
51462,88	0,16	26	3	23	1	-1	3	
51913,37	-0,06	13	1	13	-1	1	-3	
54981,45	-0,05	41	6	36	1	-1	1	
58385,92	0,02	21	1	21	-1	1	-3	
58950,80	0,00	8	1	7	-1	1	-1	
59190,01	0,05	42	6	36	1	-1	3	
64861,26	0,05	38	5	33	-1	1	-1	
65266,99	0,01	5	1	5	1	-1	1	
67701,46	0,02	31	4	28	-1	1	-3	
71449,18	-0,01	11	2	10	1	-1	1	
72473,66	-0,03	17	2	16	-1	1	-3	
72657,44	-0,02	11	1	11	-1	1	-3	
78487,63	-0,01	30	4	26	-1	1	-1	

Продолжение табл. 2

1	2	3	4	5	6	7	8	9
80191,46	0,04	30	4	26	1	-1	3	
97930,68	0,06	2	0	2	0	1	-1	
100209,87	-0,14	37	5	33	-1	1	-3	
100582,92	-0,03	9	1	9	-1	1	-3	
100899,88	0,07	19	3	17	1	-1	1	
103150,39	0,10	14	2	12	-1	1	-1	
103554,07	0,13	4	0	4	0	1	-1	
119316,39	-0,02	29	4	26	-1	1	-3	
335684,72	0,08	25	3	23	1	-1	1	*
338721,86	0,18	11	1	11	0	1	-1	*
340680,53	0,60	13	3	11	-1	1	-3	*
356421,82	0,17	15	1	15	1	-1	1	*
363566,35	-0,19	12	0	12	1	1	1	*
364500,97	-0,66	30	2	28	0	1	-1	*
365833,12	0,44	28	2	26	0	1	-1	*
372988,02	0,39	26	2	24	0	1	-1	*
382083,21	-0,09	15	1	15	0	1	-1	*
383282,62	0,09	34	2	32	0	1	-1	*
384641,62	0,15	24	2	22	0	1	-1	*
651819,50	0,05	26	0	26	1	1	-1	*
652188,03	-0,42	33	2	32	0	1	-1	*
652270,65	0,11	6	2	4	1	1	1	*
665166,00	0,00	14	3	11	0	1	-1	*
665442,76	0,12	20	1	19	1	1	1	*
666148,47	-0,37	19	3	17	0	1	-1	*
666166,26	0,02	27	1	27	1	-1	1	*
666288,62	-0,20	17	3	15	0	1	-1	*
666452,67	-0,05	21	3	19	0	1	-1	*
666559,02	-0,25	12	3	9	0	1	-1	*
667058,45	-0,19	13	3	11	0	1	-1	*
667331,22	-0,19	10	3	7	0	1	-1	*
667423,27	-0,13	11	3	9	0	1	-1	*
667484,98	0,04	23	3	21	0	1	-1	*
667691,80	-0,22	9	3	7	0	1	-1	*
667721,50	-0,19	8	3	5	0	1	-1	*
667856,60	-0,28	7	3	5	0	1	-1	*
667893,58	0,23	6	3	3	0	1	-1	*

Окончание табл. 2

1	2	3	4	5	6	7	8	9
667936,60	-0,32	5	3	3	0	1	-1	*
667953,52	-0,21	4	3	1	0	1	-1	*
669577,44	0,14	25	3	23	0	1	-1	*
670106,03	0,07	15	5	11	-1	1	-3	*
670260,97	-0,13	31	1	31	0	1	-1	*
673092,91	0,20	27	3	25	0	1	-1	*
676467,70	0,02	56	3	53	0	1	-1	*
676734,20	0,03	37	8	30	-1	1	-3	*
679068,16	0,40	7	2	6	1	1	-1	*
685882,88	0,17	31	3	29	0	1	-1	*
702234,82	0,02	36	8	28	-1	1	-1	*
702572,47	0,10	44	4	40	0	1	-1	*
718040,63	-0,25	28	7	21	-1	1	-1	*
718258,60	0,04	24	1	23	1	1	1	*
718470,66	-0,27	41	4	38	1	-1	1	*
732571,87	0,35	20	6	14	-1	1	-1	*

Т а б л и ц а 3

## Вращательные и центробежные постоянные озона МГд

Параметр	Основное состояние		Состояние		К
	значение	99%-ный доверит. интервал	значение	99%-ный доверит. интервал	
A	106536,2296	0,012	108137,926	0,057	0
B	13349,25411	0,0018	13311,43448	0,0073	0
C	11834,36078	0,0017	11765,02550	0,0071	0
$\Delta_j$	1,361724	0,00022	1,33114	0,00088	2
$\Delta_{jk}$	-5,53428	0,0043	-5,3445	0,014	2
$\Delta_k$	634,4920	0,045	697,925	0,27	2
$\delta_j$	0,2092405	0,000018	0,207645	0,00015	2
$\delta_k$	9,6883	0,0042	11,6274	0,024	2
$\eta_j$	0,009879	0,00052	0,011388	0,0034	6
$\eta_k$	-0,1313	0,032	0,3080	0,25	6
$\eta_{jk}$	-56,050	0,74	-62,166	4,8	6
$\eta_k$	1179,4	10	1533,7	75	6
$\eta_j$	0,005390	0,00007	0,00600	0,0013	6
$\eta_{jk}$	-0,288	0,022	-0,9409	0,41	6
$\eta_k$	70,7	2,7	86,90	17	6
$L_{jk}$	-0,0346	0,024			8
$L_{kj}$	1,592	0,8	11,431	6,9	8



Параметр	Основное состояние		Состояние		
	значение	99%-ный доверит. интервал	значение	99%-ный доверит. интервал	
$L_m$	-31,68	11	- 187,06	93	8
$L_{1/4}$	0,130	0,056	0,0317	0,011	8
$L_n$	0,04141		32,97	10	8
$L_m$	0,04016		0,1159		
$L_{1/4}$	0,5194		0,1066		
$L_n$	0,5357		0,2088		
$L_m$	54,08		0,2324		
$L_{1/4}$	186		39,71		
$N$			85		

Примечание.  $\delta$  даны в  $\text{МГц}^2$ ,  $N$  - число линий. Приведенные значения постоянных и доверительных интервалов необходимо умножить на  $10^4$ . Большое число значащих цифр приведено для правильной воспроизводимости теоретического спектра.

Т а б л и ц а 4  
Корреляционная матрица параметров основного колебательного состояния

	A	B	C	$\Delta_f$	$\Delta_{jk}$	$\Delta_k$	$\delta_f$	$\delta_k$	$H_f$
A	1								
B	0,721	1							
C	0,731	0,975	1						
$\Delta_f$	0,541	0,738	0,710	1					
$\Delta_{jk}$	0,394	0,276	0,254	0,683	1				
$\Delta_k$	0,342	0,058	0,080	-0,133	-0,492	1			
$\delta_f$	0,234	0,405	0,261	0,557	-0,176	-0,176	1		
$\delta_k$	-0,003	0,034	-0,021	-0,037	-0,240	0,182	-0,344	1	
$H_f$	0,390	0,531	0,552	0,859	0,642	-0,167	0,382	-0,294	1
$H_{jk}$	0,063	-0,037	-0,052	0,136	0,492	-0,352	0,133	-0,045	0,070
$H_k$	0,152	-0,057	-0,088	-0,060	0,055	0,168	0,026	0,190	-0,115
$H_{kf}$	0,078	0,088	0,123	0,054	-0,210	0,386	-0,050	-0,102	0,073
$H_k$	0,182	0,289	0,192	0,461	0,482	-0,201	0,868	-0,448	0,353
$H_f$	-0,062	-0,060	-0,067	-0,193	-0,379	0,239	-0,436	0,677	-0,272
$H_{jk}$	-0,030	-0,017	-0,076	-0,150	-0,188	0,127	0,011	0,441	-0,436
$H_k$	0,039	0,253	0,289	0,368	0,113	-0,157	0,106	-0,282	0,586
$L_{jk}$	-0,082	-0,100	-0,110	-0,187	-0,147	0,091	-0,066	0,111	-0,331
$L_{kf}$	0,016	0,020	0,015	0,083	0,170	-0,220	0,048	-0,059	0,180
$L_k$	0,003	-0,064	0,002	0,165	0,463	-0,403	-0,050	-0,467	0,470

Окончание табл. 4

	$H_{jk}$	$H_{kj}$	$H_k$	$h_j$	$h_{jk}$	$h_k$	$L_{jk}$	$L_{kk}$	$L_k$	$l_{kj}$
$H_{jk}$	1									
$H_{kj}$	-0,231	1								
$H_k$	-0,004	-0,805	1							
$h_j$	0,411	0,061	-0,137	1						
$h_{jk}$	-0,593	0,075	0,083	-0,769	1					
$h_k$	0,465	0,314	-0,289	0,242	-0,216	1				
$L_{jk}$	-0,091	-0,118	-0,052	0,197	-0,298	-0,260	1			
$L_{kj}$	0,106	-0,502	0,571	-0,195	0,237	-0,023	-0,767	1		
$L_k$	-0,069	-0,645	-0,787	0,172	-0,191	0,116	0,582	-0,950	1	
$l_{kj}$	0,420	-0,552	0,276	0,038	-0,345	-0,543	0,407	-0,072	-0,029	1

Корреляционная матрица параметров возбужденного колебательного состояния

	A	B	C	$\Delta_t$	$\Delta_{jk}$	$\Delta_k$	$\delta_t$	$\delta_k$	$H_j$
A	1								
B	0,872	1							
C	0,882	0,966	1						
$\Delta_j$	0,742	0,865	0,863	1					
$\Delta_{jk}$	0,339	0,159	0,153	0,329	1				
$\Delta_k$	0,720	0,565	0,596	0,477	-0,180	1			
$\delta_t$	-0,149	-0,059	-0,271	-0,165	0,065	-0,178	1		
$\delta_k$	0,117	0,239	0,120	0,313	-0,069	0,142	-0,053	1	
$H_j$	0,579	0,693	0,715	0,878	0,189	0,409	-0,364	0,458	1
$H_k$	0,035	-0,019	-0,055	0,044	0,399	-0,075	0,254	-0,071	-0,293
$H_{kj}$	0,264	0,023	0,117	0,042	0,500	0,029	-0,449	-0,093	0,176
$H_k$	0,307	0,309	0,280	0,263	-0,429	0,713	0,114	0,183	0,176
$h_t$	-0,166	-0,129	-0,273	-0,211	0,124	-0,192	0,856	-0,274	-0,541
$h_{jk}$	-0,082	-0,050	-0,082	0,046	-0,187	0,032	0,160	0,722	0,337
$h_k$	0,090	0,112	0,098	0,137	0,172	0,043	0,139	-0,071	-0,205
$L_{kj}$	-0,258	-0,173	-0,233	-0,172	-0,292	-0,053	0,258	0,133	-0,216
$L_k$	-0,007	-0,037	0,006	-0,025	0,370	-0,330	-0,172	-0,177	0,029
$L_{jt}$	0,096	0,205	0,322	0,180	0,092	0,146	-0,882	-0,323	0,226
$L_k$	-0,134	-0,364	-0,350	-0,365	0,286	-0,108	-0,082	0,030	-0,354

Окончание табл. 5

	$H_{jk}$	$H_{kj}$	$H_{jk}$	$h_j$	$h_{jk}$	$h_k$	$L_{kj}$	$L_k$	$l_{kj}$	$l_k$
$H_{jk}$	1									
$H_{kj}$	-0,221	1								
$H_{jk}$	0,046	-0,626	1							
$H_{kj}$	0,613	-0,431	0,051	1						
$H_{jk}$	-0,563	-0,077	0,149	-0,304	1					
$H_{kj}$	0,901	-0,206	0,052	0,549	-0,651	1				
$H_{jk}$	0,202	-0,800	0,584	0,184	0,186	-0,010	1			
$L_{kj}$	-0,135	0,769	-0,859	-0,092	-0,195	0,005	-0,911	1		
$L_k$	-0,060	0,446	-0,159	-0,639	-0,532	0,045	-0,280	0,219	1	
$l_{kj}$	0,323	0,061	0,045	-0,058	0,017	-0,030	0,495	-0,371	0,084	1

## Литература

1. Tanaka T., Morino Y., *J.Mol.Spectroscopy*, 1970, 33, p. 538.
2. Depannemaecker J.C., Bellet J., *J.Mol.Spectroscopy*, 1977, 66, p. 106.
3. Meerts W.L., Stolte S., Dymanus A., *Chem. Phys.*, 1977, 19, p. 467.
4. Barbe A., Secroun C., Jouve P., *J.Mol.Spectroscopy*, 1974, 49, p.171.
5. Горди В., Смит В., Трамбаруло Р. Радиоспектроскопия . М., Гостехиздат. 1955.
6. Hughes R.H., *Phys.Rev.*, 1952, 85, p.717.
7. Hughes R.H., *J.Chem.Phys.*, 1953, 21, p.959.
8. Hughes R.H., *J.Chem.Phys.*, 1956, 24, p.131.
9. Trambarulo R., Ghosh S.N., Burrus C.A. Jr., Gordy W., *J.Chem.Phys.*, 1953, 21, p.851.
10. Pierce L., *J.Chem.Phys.*, 1956, 24, p. 139.
11. Kivelson D., Wilson E.B. Jr., *J.Chem.Phys.*, 1952, 20, p.1575.
12. Gora E.K., *J.Mol.Spectroscopy*, 1959, 3, p.78.
13. Lichtenstein M., Gallagher J.J., Clough S.A., *J.Mol.Spectroscopy*, 1971, 40, p.10.
14. Watson J.K.G., *J.Chem.Phys.*, 1967, 46, p.1935
15. Depannemaecker J.C., Duterage B., Bellet J., *J.Quant.Spectroscopy.Radiat.Transfer.*, 1977, 17, p. 519.
16. Monnanteuil N., Depannemaecker J.C., Bellet J., Barbe A., Secroun C., Jouve P., Giorgianni S., Yan-Shek Hoh, Narahari Rao. K., *J.Mol.Spectroscopy*, 1978, 71, p. 339.
17. Barbe A., Secroun C., Jouve P., Monnanteuil N., Depannemaecker J.C., Duterage B., Bellet J., Pinson P., *J.Mol.Spectroscopy*, 1977, 64, p.343.
18. Дюбо С.Ф., Ефименко М.Н., Москиенко М.В. - Настоящий сборник.
19. Линник Ю.В. Метод наименьших квадратов и основы теории обработки наблюдений. М., Физматгиз., 1958.
20. Худсон Д. Статистика для физиков. М., Мир, 1970.
21. Уилкинсон Дж.Х. Алгебраическая проблема собственных значений. М., Наука, 1970.
22. Kirchhoff W.H., *J.Mol.Spectroscopy*, 1972, 41, p.333.

## РАДИОСПЕКТРОСКОП СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

С.Ф.Дюбко, М.Н.Ефименко, М.В.Москиенко

В радиоспектроскопах, построенных по "классической схеме", излучение источника проходит через ячейку с газом и поступает на вход приемника. Линия поглощения наблюдается за счет некоторого уменьшения мощности на входе приемника при совпадении частоты источника с резонансной частотой линии. Попытки продвинуть "классические" схемы радиоспектроскопов в миллиметровом (мм) и субмиллиметровом (субмм) диапазоны начались еще в 50-е г.г. При этом обнаружилось катастрофическое ухудшение чувствительности с укорочением рабочей волны. Причины данного явления:

- а) использование так называемых вторичных источников излучения — умножителей частоты, мощность которых в субмм диапазоне едва достигала 1 мкВт;
- б) быстрый рост погонных потерь в одномодовых металлических волноводах, используемых в качестве ячеек;
- в) снижение эффективности Штарк-модуляции;
- г) резкое ухудшение чувствительности точечно-контактных (кристаллических) детекторов.

Чувствительность радиоспектроскопов на гармониках, описанных авторами работ [1,2], была столь низкой, что даже очень интенсивные линии легких молекул (например,  $NH_3$ ,  $ND_3$ ) регистрировались в субмм диапазоне с незначительным превышением сигнала над шумом.

В настоящее время достигнут значительный прогресс в области генерирования, детектирования и канализации энергии в диапазонах мм и субмм волн. Это обстоятельство позволяет по-новому подойти к построению "классических" радиоспектроскопов.

Как показал А.Ф.Крупнов [3], значительное увеличение чувствительности радиоспектроскопа может быть достигнуто путем отказа от вторичных источников излучения и заменой их первичными. В качестве таковых, как известно, наиболее подходящими являются лампы обратной волны (ЛОВ), разработанные М.Б.Голантом с сотрудниками [4]. По оценкам [3] только эта мера должна обеспечить выигрыш в соотношении сигнал/шум приблизительно в 30 раз. Действительно, созданный Крупновым с сотрудниками радиоспектроскоп на ЛОВ позволил наблюдать линии поглощения аммиака и формальдегида с большим превышением сигнала над шумом [5]. Однако чувствительность этих радиоспектроскопов все еще оставалась низкой в основном из-за неудовлетворительных характеристик кристаллических детекторов. Эффективность преобразования СВЧ сигнала точно-контактным детектором быстро падает при переходе в субмм диапазон. Причем эта эффективность в свою очередь сильно зависит от мощности, поступающей на детектор, которую следует поддерживать на достаточно высоком уровне. Само по себе это плохо, так как возможно проявление эффекта насыщения поглощающих переходов. Кроме того, при появлении даже незначительного тока детектора быстро растут так называемые "токовые" шумы. Последнее обстоятельство - особенно неприятное свойство кристаллических детекторов. Радиоспектроскопистам хорошо известно, что эта составляющая шума, резко ухудшающая свойства спектрографа, незначительна для тепловых приемников излучения - болометров [6]. Несмотря на это, применение обычных болометров в радиоспектроскопии всегда было крайне ограниченным из-за их инерционности и низкой чувствительности вообще. Другими словами, реализация достоинств обычного болометра требует высоких, часто недопустимых уровней мощности на его входе. Совсем иначе обстоит дело, если принять во внимание возможность применения хорошо зарекомендовавшегося



себя малоинерционного высокочувствительного электронного болометра на  $n - \text{In Sb}$ , работающего при гелиевых температурах. Действительно, этот приемник сохраняет упомянутое выше достоинство болометра наряду со значительно более высокой чувствительностью, близкой к чувствительности идеального детектора, воспринимающего шумы в заданной полосе частот. Такой приемник может рассматриваться как идеальный для целей радиоспектроскопии. Единственным его недостатком является, пожалуй, необходимость в охлаждении.

Что касается ячейки, то в последние два десятилетия было предложено несколько разновидностей трактов с весьма низкими погонными потерями (линзовые лучеводы, трубчатые диэлектрические волноводы, желобковые волноводы и др.). Любой из упомянутых типов волноводов обладает свойствами самофильтрации и способен при правильном возбуждении работать на одном типе волны. Для радиоспектроскопии субмм диапазона, пожалуй, оптимальным является трубчатый диэлектрический волновод, метод расчета которого изложен в работе [7]. В таких волноводах с малыми потерями может распространяться волна типа  $\{H_{n,0}\}$ , распределение поля которой по радиальной координате описывается функцией Бесселя нулевого порядка

$$E \approx I_0(2,4 r/a). \quad (1)$$

Потери на прохождение волны  $\{H_{n,0}\}$ , рассчитанные по формуле (2), иллюстрируются графиками рис.1,а [8].

$$\alpha_0 = 8 \left( \mu_n / 2\pi \right)^2 \frac{\lambda^2}{D^3} \frac{v^2 + 1}{\sqrt{v^2 - 1}}. \quad (2)$$

В формулах (1) и (2)  $r$  - текущая координата,  $a$  - радиус поперечного сечения волновода,  $\mu_n$  -  $n$ -й корень уравнения,  $I_0(\mu_n) = 0$ ,  $\lambda$  - длина волны,  $D$  - диаметр волновода,  $v$  - индекс рефракции.

В таком волноводе при удачном возбуждении и наличии развязок со стороны генератора и детектора можно достигнуть минимальных интерференционных эффектов. Кстати, линзовый волновод в этом отношении проигрывает, так как неизбежные отражения от линз дают заметную интерференционную картину.

Для построения радиоспектроскопа с применением Штарк-модуляции можно применить желобковый волновод [9] и Н-волновод, образованный плоскими пластинами с тонкой пленкой (см.рис. 2).

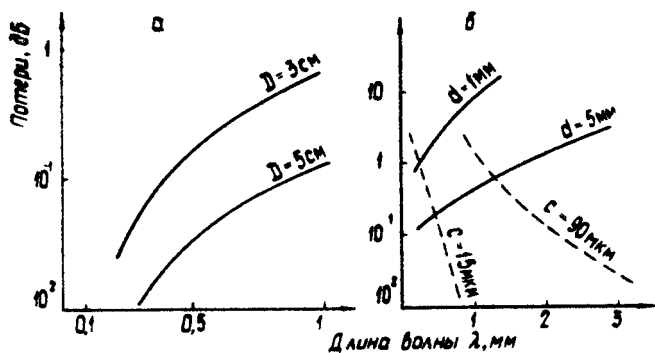


Рис.1. Потери на прохождение в волноводах:  
 а - трубчатом диэлектрическом [8],  
 б - в Н-волноводе

В желобковом и Н-волноводе вектор электрического поля параллелен проводящим плоскостям, следовательно, будут наблюдаться переходы с  $\Delta M = \pm 1$ . Эффект Штарк-модуляции в субмм диапазоне снижается из-за расширения линий и увеличения энергии кванта, однако считать ее бесперспективной все же, по-видимому, рано, если учитывать успехи Штарк-спектроскопии последних лет в ИК диапазоне.

Таким образом, сейчас имеется возможность применения в субмм диапазоне первичных источников излучения, ячеек с весьма низкими потерями и одним распространяющимся типом волны, детекторов с характеристиками, близкими к идеальным.

Все это позволяет надеяться, что построенный на подобной базе радиоспектроскоп будет по своим параметрам близок к лучшим радиоспектроскопам сантиметрового диапазона (т.е.  $\lambda_{\text{волн}} \ll 10-10\text{см}^{-1}$ ). Более того, если учесть возможность применения высокочувствительных болометров, можно рассчитывать даже на некоторое улучшение

ние характеристик спектрометра в субмм диапазоне по сравнению с сантиметровым диапазоном длин волн. Здесь все будет определяться шумовыми свойствами источника излучения. Естественно, трудно предполагать, что шумовые характеристики ЛОВ будут лучшими, чем у клистронов. Однако имеется надежда, что разработанные в последние годы генераторы дифракционного излучения [11] значительно превзойдут по своим шумовым свойствам ЛОВ.

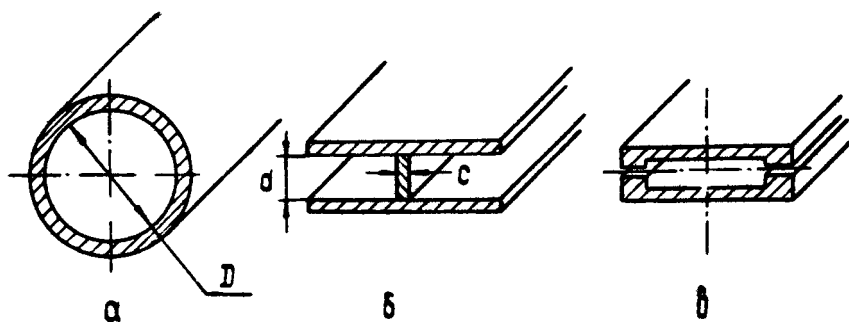


Рис. 2. Поперечные сечения волноводов для радиоспектроскопов субмм диапазона: а - трубчатого диэлектрического, б - Н-волновода, в - желобкового

Имея в виду все оговоренное выше, мы в 1974 г. приступили к разработке и изготовлению радиоспектроскопа субмм диапазона. Его структурная схема изображена на рис.3. Источником излучения здесь является ЛОВ. Крутизна электронной перестройки ЛОВ в рабочем диапазоне спектрометра от 2 до 0,4 мм достигает в среднем величины 50 мГц/В, что предъявляет жесткие требования к источнику питания. Особое внимание было уделено подавлению "быстрых" пульсаций напряжения на замедляющей системе ЛОВ. Медленные уходы напряжения незначительны, поскольку они могут быть всегда скорректированы ручной плавной регулировкой напряжения. Были приняты меры и по устранению наводок на цепи питания ЛОВ от внешних источников помех. Для визуального наблюдения спектра выходной

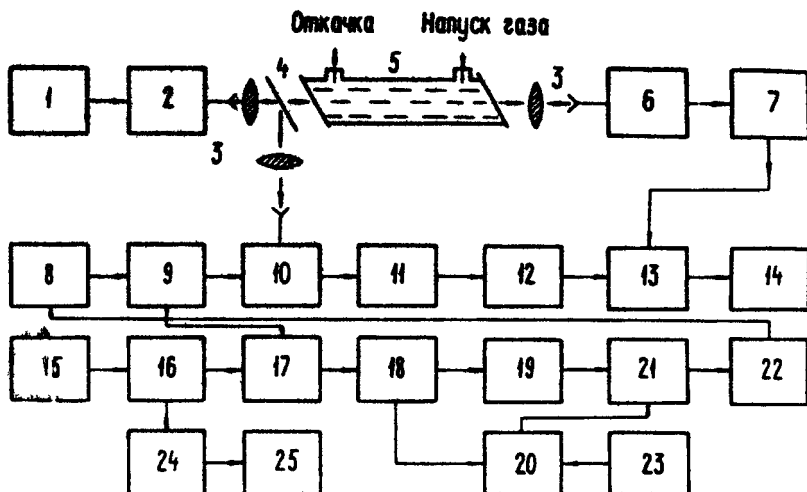


Рис. 3. Структурная схема радиоспектроскопа: 1,8,15 - блоки питания ЛОВ и ЛБВ, 2 - ЛОВ субмм диапазона, 3 - корректирующие линзы, 4 - делитель СВЧ мощности, 5 - поглощающая ячейка, 6 - низкотемпературный приемник, 7 - широкополосный усилитель, 9 - ЛОВ 4-мм диапазона волн, 10 - смеситель на гармониках, 11 - усилитель промежуточной частоты, 12 - амплитудный детектор, 13 - сумматор сигналов линии поглощения и реперной метки частоты, 14 - осциллограф, 16 - автогенератор 3-см диапазона волн, 17 - смеситель на гармониках, 18 - резонансный УПЧ, 19 - частотный дискриминатор, 20 - фазовый дискриминатор, 21 - сумматор напряжений частотного и фазового дискриминаторов, 22 - усилитель постоянного тока, 23 - кварцевый гетеродин, 24 - частотомер 3-см диапазона волн, 25 - приемник-компаратор Ч7-23

сигнал ЛОВ сканируется по частоте линейным модулирующим напряжением 50 Гц регулируемой амплитуды, что по-

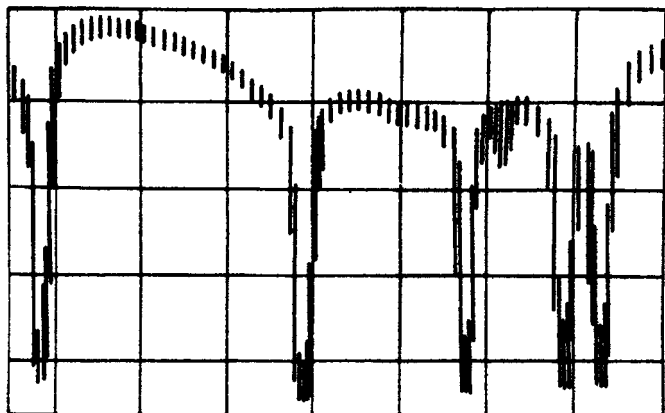
звоняет выбирать масштаб частотной развертки спектрометра.

Сигнал непосредственно с волноводного выхода ЛОВ 2 (рис. 3) поступает на тефлоновую линзу 3, а затем — на делитель мощности 4. Роль последнего выполняет одномерная металлическая решетка или диэлектрическая пленка. Одно плечо делителя СВЧ мощности нагружено смесителем 10 гетеродинного частотомера, другое — измерительной кюветой 5 с исследуемым газом.

Поглощающая ячейка представляет собой диэлектрический волновод с волной  $E_{H_4}$ . Она состоит из пяти двухметровых стеклянных труб, с внутренним диаметром 36 мм. Трубы расположены параллельно друг другу и снабжены вакуумированными соединениями с вмонтированными в них уголковыми отражателями. Входное и выходное вакуумноплотные тефлоновые окна ячейки установлены под углом Брюстера. Паромастный диффузионный и форвакуумный насосы обеспечивают исходный вакуум в измерительной кювете не хуже  $1 \cdot 10^{-4}$  мм рт.ст. Напуск исследуемого газа в кювету осуществляется плавно регулируемым натекателем. Диапазон давлений внутри ячейки от  $5 \cdot 10^{-2}$  до  $5 \cdot 10^{-3}$  мм рт.ст. позволяет сохранить разрешение спектрометра на уровне доплеровских ширин спектральных линий. Достаточно высокая чувствительность по коэффициенту поглощения газа реализована за счет длинной ячейки (10 метров) и использования низкотемпературного приемника сигнала по поглощения на  $n - \ln Sb$ .

Видеосигнал низкотемпературного приемника 6 (см.рис.3) усиливается стандартным широкополосным усилителем 7 типа В6-4 и поступает на один из входов сумматора 13 сигналов линии поглощения и реперной метки частоты. Сумматор представляет собой два катодных повторителя с общей нагрузкой, напряжение с которой подается на вход осциллографа 14. Типичная осциллограмма наблюдаемых спектров иллюстрируется рис.4.

Реперные метки частоты формируются при смещении сигналов зондирующего источника 2 (см. рис.3) с гармониками гетеродина 9 — ЛОВ трехмиллиметрового диапазона длин волн. Оба сигнала поступают на смеситель 10, представляющий собой гибридную конструкцию, разработанную и.



Р и с.4. Зарисовка осциллограммы спектра симметричного волчка. Узкая линия - реперная метка гетеродинного частотомера

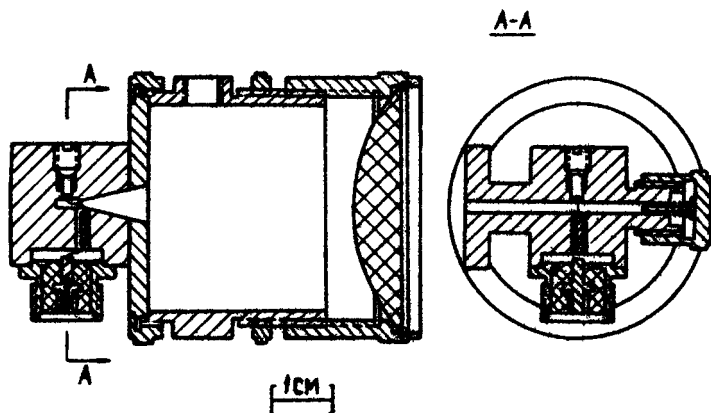
апробированную в нашей лаборатории. Смеситель имеет квазиоптический вход по субмм каналу - короткофокусную корректирующую тefлоновую линзу и конусный рупор, заканчивающийся отверстием в узкой стенке волновода гетеродинного канала. Генерация гармоник гетеродина и смешение их с субмм сигналом производится точно-контактным диодом на паре кремний-вольфрам или диоде Шоттки. Толщина вольфрамовой иглы 50 мк. Конструкция смесителя поясняется рис.5.

Напряжение с выхода смесителя 10 усиливается на частоте 50 мГц гетеродинным приемником 11 с суммарным коэффициентом усиления порядка  $10^6$  и полосой пропускания равной 300 кГц и после амплитудного детектирования подается на вход сумматора 13 (см. рис. 3).

Частота выходных колебаний гетеродина 9 частотомера стабилизируется комбинированной системой частотно-фазовой АПЧ по гармоникам сигнала опорного автогенератора 16 трехсантиметрового диапазона длин волн. Последний представляет собой лампу бегущей волны, охваченную цепью положительной обратной связи, состоящей из резона-

тора с  $Q \approx 3000$  и фазовращателя. Система АПЧ ЛОВ — стандартная. Усиление сигнала рассогласования осуществляется в ней транзисторным УПЧ 18 на центральной частоте 30 МГц при полосе пропускания равной 5 МГц и коэффициенте усиления порядка  $2 \cdot 10^4$  при последующем частотном 19 и фазовом 20 дискриминировании на частоте 30 МГц. Сигнал ошибки в виде напряжения постоянного тока после УПТ 22 с  $K_{ус} = 100$  вводится с помощью ка-

тодного повторителя на мощном пентоде типа ГУ-50 в цепь коллектора ЛОВ гетеродина 9, обеспечивая подстройку частоты гетеродина относительно гармоник опорного автогенератора 16. Система автоподстройки обеспечивает ширину спектра и кратковременную нестабильность частоты реперной метки не хуже  $\pm 3 \cdot 10^{-7}$  (при времени усреднения порядка 5 мин.). Плавная перестройка частоты гетеродина осуществляется резонатором опорного автогенератора, а значение частоты последнего контролируется стандартным цифровым частотомером 24 с относительной погрешностью измерений не хуже  $\pm 5 \cdot 10^{-8}$ .



Р и с. 5. Конструкция субмм смесителя

Анализ абсолютной погрешности однократного измерения частоты показывает, что максимальный вклад в неё обусловлен различием времен запаздывания видеосигнала и ре-

пера частоты в усилительных трактах и точностью визуальной установки метки репера на центр линии поглощения. Максимальная погрешность составляет величину не более  $\pm 200$  кГц от измеренного значения частоты линии поглощения. Сравнение большого объема наших экспериментальных данных для частот спектральных линий с опубликованными в литературе подтвердило справедливость проведенного анализа используемой методики измерений.

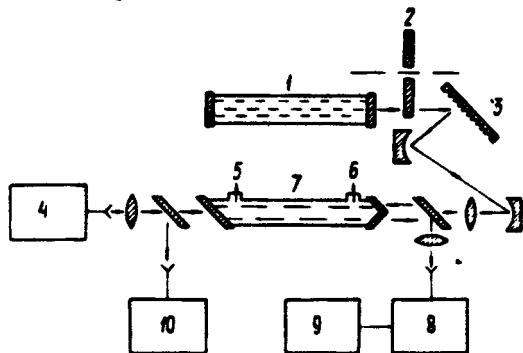
Возможности спектрометра не исчерпываются описанной уже областью его применения — изучением спектров поглощения. На этой же установке проведены эксперименты по двойному ИК субмм резонансу, получен экспериментальный материал по столкновительному уширению спектральных линий молекул газов и проводится работа по исследованию спектров поглощения в газовом разряде с целью обнаружения линий свободных радикалов и молекулярных компонент плазмы различных исходных веществ.

Для наблюдения эффекта двойного резонанса использовалась структурная схема, упрощенный вид которой приведен на рис.6. В качестве источника накачки применялся  $\text{CO}_2$ -лазер. Поглощающая ячейка была изготовлена из медной трубы с внутренним диаметром 18 мм и длиной 1,5 м. Внутри поверхность ячейки была тщательно отполирована. Со стороны ЛОВ ячейка снабжена окном из кристаллического кварца, прозрачного в субмм диапазоне. Второе окно ячейки выполнено из пластинки высокоомного GaAs, прозрачной как для ИК, так и для субмм излучения. Разделение сигналов осуществлялось при помощи проволочной решетки. Эта решетка располагалась с учетом поляризации излучения ЛОВ и обеспечивала полное отражение субмм сигнала в сторону детектора. Период решетки выбран из соображений оптимума прохождения сигнала накачки и отражения зондирующего сигнала ЛОВ и составлял величину порядка 50 мк. Видеосигналы линий поглощения и усиления наблюдались на экране осциллографа в виде резонансных пиков взаимно-обратной полярности (рис.7).

При незначительном изменении структуры спектрометра, так что прием сигнала осуществлялся на частоте вспомогательной модуляции достаточно высокой частоты (20 кГц) при последующем фазовом детектировании принятого сигнала



ла, имелась возможность исследовать зависимость столкновительного уширения линий поглощения в широком диапазоне квантовых чисел вращательных переходов (рис.8). Осциллограмма, представленная на рис.10, демонстрирует вид производной линии поглощения. Измерение ширины линии проводится при совмещении репера частоты с экстремальными точками производной линии поглощения. Ширина линии пересчитывалась в предположении лоренцевого контура.

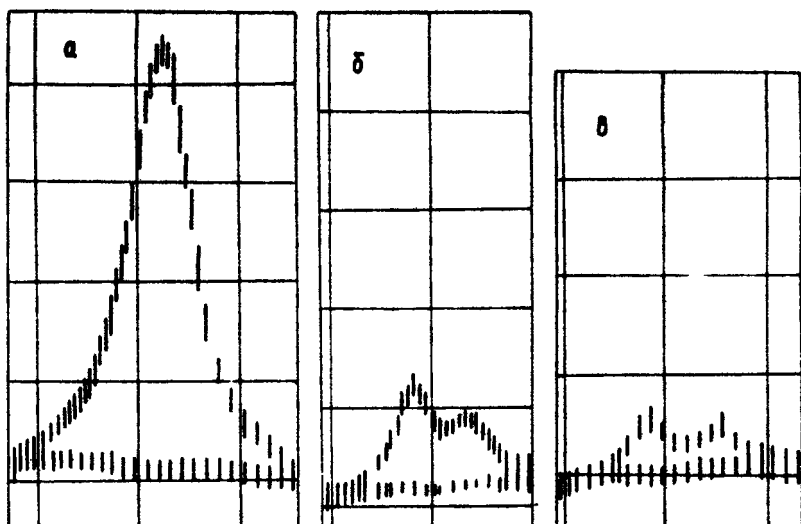


Р и с.6. Структурная схема эксперимента по двойному резонансу.

1 -  $\text{CO}_2$ -лазер, 2 - амплитудный модулятор, 3 - Эшелетт, 4 - ЛОВ спектрометра, 5 - откатка, 6 - напуск, 7 - поглощающая ячейка, 8 - видеоприемник, 9 - осциллограф, 10 - гертеродинный измеритель частоты

Предельная чувствительность спектрометра была оценена по самым слабым линиям поглощения ацетонитрила, наблюдавшимся в эксперименте, и была принята равной величине  $4 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-1}$ . Это значение получено при использовании усилителя с полосой пропускания 30 кГц. На рис.10 приведены зарисовки осциллограмм двух наиболее слабых линий поглощения.

Предельное разрешение спектрометра ограничено доплеровским уширением линий поглощения. Расчетное значение его достигает величины  $1 \cdot 10^{-6}$ . Этот результат подтверждается экспериментальными данными по исследованию квадрупольной структуры спектра молекул метилбромид.

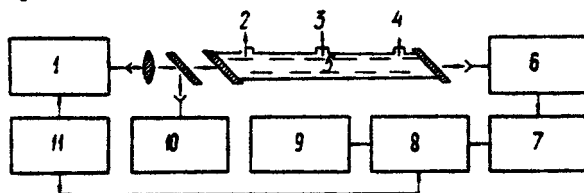


Р и с. 7. Зарисовки осциллограмм двойного резонанса в парах  $\text{NCOOH}$  при ступенчатой модуляции мощности накачки ( $\text{CO}_2$ -лазер, 10 Вт). Нижняя линия соответствует "нулевому" уровню мощности накачки; а -  $P = 10^{-1}$  тор; б -  $P = 2 \cdot 10^{-2}$  тор; в -  $P = 10^{-2}$  тор

Отличительными особенностями данного спектрометра являются:

- 1) относительно высокая чувствительность за счет использования длинной поглощающей ячейки и охлаждаемого приемника на  $n\text{-InSb}$ ;
- 2) широкий частотный диапазон спектрометра - от 160 до 800 ГГц - и отсутствие принципиальных ограничений для расширения диапазона вплоть до частот порядка 1000 ГГц;
- 3) высокая производительность (измерение частот до 50 линий в день) за счет возможности быстрой установки репера на линию поглощения и мгновенного отсчета частоты;

4) возможность быстрой трансформации структуры установки для различных видов исследований.



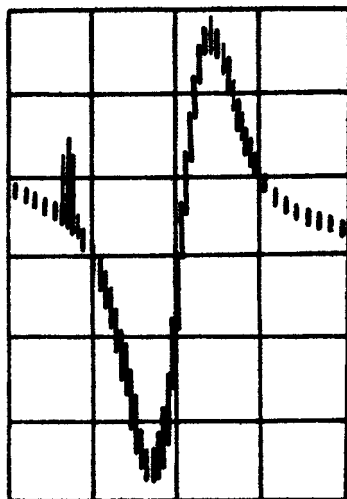
Р и с.8. Структурная схема эксперимента по измерению ширин спектральных линий.

1 - ЛОВ спектрометра, 2 - откачка, 3 - контроль давления, 4 - напуск, 5 - поглощающая ячейка, 6 -  $\text{In Sb}$ -приемник, 7 - резонансный усилитель, 20кГц, 8 - фазовый детектор, 9 - осциллограф, 10 - гетеродинный измеритель частоты, 11 - модулятор, 20кГц.

На описанной установке измерены частоты более 10000 линий поглощения молекул различных газов. В основном и в возбужденных колебательных состояниях изучались вращательные субмм спектры молекул муравьиной кислоты и ее изотопических комбинаций -  $\text{DCOON}$ ,  $\text{HCOOD}$  и  $\text{DCOOD}$  [13]. Изучен спектр молекулы иодистого метила  $[\text{D}_3\text{I}]$  в основном и возбужденных  $\nu_2$ ,  $\nu_3$  и  $2\nu_3$  колебательных состояниях [16]. Исследован субмм вращательный спектр молекулы 1,1 - дифторэтилена  $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_2$  [14]. Спектр восьми изотопических комбинаций молекул ацетонитрила проанализирован в основном [17] и двух возбужденных колебательных состояниях -  $\nu_3$  и  $\nu_8$  [15, 16, 22]. В основном и в возбужденных  $\nu_3$ ,  $2\nu_3$  и  $\nu_6$  колебательных состояниях был исследован субмм спектр восьми изотопических модификаций молекул метилбромида [16, 19, 20, 22]. Получен экспериментальный материал по спектру озона  $^{16}\text{O}_3$  в основном и в возбужденном колебательном состоянии -  $\nu_2$ .

Использование спектрометра в экспериментах по двойному резонансу помогло провести идентификацию некоторых линий генерации лазера на молекулах муравьиной кислоты и 1,1 - дифторэтилена [12, 18, 21]. Расшифровка вращательного спектра молекул метилбромида  $[\text{H}_3^{79}\text{Br}]$  и

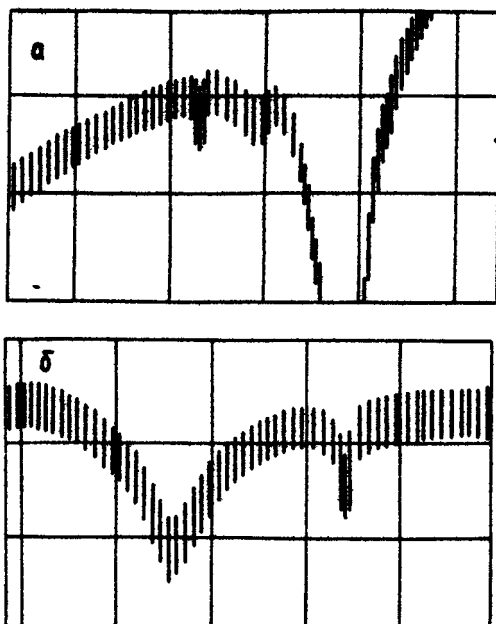
$\text{CH}_3^{81}\text{Br}$  в колебательном состоянии  $\nu_6$  и молекул ацетонитрила в колебательном состоянии  $\nu_4$  позволила в сочетании с другими данными полностью идентифицировать 18 линий генерации субмм лазера с оптической накачкой излучением  $^{13}\text{CO}_2$ -лазера, а также впервые получить константы колебательно-вращательного спектра состояния  $\nu_6$  молекул метилбромида [22].



Р и с. 9. Вид осциллограммы при измерении ширины линий поглощения. Узкая линия — репер частоты

Впервые был проведен эксперимент по исследованию самоуширения линий поглощения молекулы типа симметричного волчка в широком диапазоне изменения значений квантового числа  $K$  при фиксированном  $J$  [23].

В заключение следует отметить возможность дальнейшего улучшения параметров спектрометра. Мы получили чувствительность  $\sim 4 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-1}$  при визуальном наблюдении спектра на экране осциллографа. Имеются резервы повышения чувствительности почти на два порядка за счет перехода к медленному режиму сканирования записи спектра на самописце с постоянной времени около 1 с. Для это-



Р и с. 10. а - линия поглощения ацетонитрила с интенсивностью  $4,3 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-1}$  (расположена между мощной спектральной линией и меткой репера частоты) ; б - линия поглощения ацетонитрила с интенсивностью  $2 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-1}$   
 Справа видна метка репера частоты

го потребуется переделка источника питания, с тем чтобы его частота управлялась по заданной программе. Такие системы управления частотой ЛОВ разработаны авторами работ [24 - 25] и превосходно себя зарекомендовали. Разумеется, эта мера автоматически ведет и к значительному улучшению точности измерения частоты. Даже если будет достигнута чувствительность порядка  $10^{-9}$  - это все же ниже теоретически предсказанных возможностей спектрокопа. Дальнейшее увеличение чувствительности потребует применения мер по устранению интерференционных эффектов в трактах. Основным источником шумов пока яв-

ляются шумы ЛОВ. Применение в качестве источника ГДИ, возможно, позволит создать более высокочувствительный радиоспектроскоп.

### Л и т е р а т у р а

1. Winnewisser M. - Zs. Angew. Phys., 1971, 30, p.359.
2. Erlandsson A., Gordy W. - Phys. Rev., 1957, 106, p.513. Helminger P., Gordy W. - Phys. Rev., 1969, 188, p.100.
3. Крупнов А.Ф. Докторская диссертация, Рукопись. Горький, 1974 (НИРФИ).
4. Голант М.Б., Алексеенко З.Т., Короткова З.С. и др. - ПТЭ, 1969, №3, с.231.
5. Крупнов А.Ф., Скворцов В.А., Синегубко Л.А. - Изв. вузов. Радиофизика, 1968, 11, с.1186.
6. Стрендберг М. Радиоспектроскопия. М., ИЛ, 1956.
7. Marcatili E.A.J., Schmeltzer R.A. - The Bell Syst. Techn. J., 1964, 43, p.1783.
8. Crenn J.P. EUR-CEA-FC-924, Novembre 1977.
9. Мартин Д. Техника спектроскопии. М., 1971.
10. Batt R.J., Bradley M.L., Doswell A., Harris D.J. - IEEE Trans. on MTT, 1974, 22, N12, p.1089.
11. Балаклицкий И.М., Веремей Н.В., Майстренко Ю.В., Цвык А.И. - Тезисы докладов 2-го Всесоюзного симпозиума по миллиметровым и субмиллиметровым волнам. Харьков, 1978, с.74.
12. Баскаков О.И., Дюбко С.Ф., Москиенко М.В., Фесенко Л.Д. - Тезисы докладов 3-го Всесоюзного семинара-совещания "Метрология в радиоэлектронике". М., 1975, с.158.
13. Баскаков О.И., Москиенко М.В., Дюбко С.Ф. - ЖПС, 1975, 23, вып.4, с.692.
14. Баскаков О.И., Москиенко М.В., Дюбко С.Ф. - ЖПС, 1976, 24, вып.6, с.1083.
15. Баскаков О.И., Москиенко М.В., Дюбко С.Ф. - Тезисы докладов 3-го Всесоюзного симпозиума по молекулярной спектроскопии. Новосибирск, 1976, с.198.

16. Москиенко М.В., Баскаков О.И., Дюбко С.Ф. - Тезисы докладов 3-го Всесоюзного симпозиума по молекулярной спектроскопии. Новосибирск, 1976, с.202.
17. Москиенко М.В., Дюбко С.Ф. - УФЖ, 1977, 22, №2, с.235.
18. Баскаков О.И., Дюбко С.Ф., Москиенко М.В., Фесенко Л.Д. - Квантовая электроника, 1977, 4, №4, с.800.
19. Москиенко М.В., Дюбко С.Ф. - Оптика и спектроскопия, 1977, 43, вып.5, с.850.
20. Москиенко М.В., Дюбко С.Ф. - ЖПС, 1978, 28, вып.3, с.558.
21. Dyubko S.F., Baskakov O.I., Moskienko M.V., Fesenko L.D. - 3-rd International Conference on Submillimeter waves and their applications. London, 1978, p.68.
22. Москиенко М.В., Дюбко С.Ф. - Изв. вузов. Радиофизика, 1978, 21, №7, с.951.
23. Москиенко М.В. 4-й Всесоюзный симпозиум по молекулярной спектроскопии. Новосибирск, 1978, с.221.
24. Буренин А.В., Казаков В.П., Крупнов А.Ф. и др. - Тезисы докладов 4-го Всесоюзного симпозиума по молекулярной спектроскопии. Новосибирск, 1978, с.233.
25. Герштейн Л.И., Масловский А.В., Белов С.П. - Тезисы докладов 4-го Всесоюзного симпозиума по молекулярной спектроскопии. Новосибирск, 1978, с.243.

## СОДЕРЖАНИЕ

### Космическое радиоизлучение

Р.Л.Сороченко. Радиолинии возбужденного водорода в миллиметровом диапазоне волн.....	5
И.И.Зинченко, А.Г.Кисляков. Поиск и исследование конденсаций звездообразования в темных галактических туманностях.....	34
А.Г.Кисляков, М.А.Гордон. Излучение CO в направлении некоторых источников континуума на миллиметровых радиоволнах.....	67

### Атмосферная спектроскопия

А.Г.Кисляков, Ю.Ю.Куликов, В.Г.Рыскин. Поглощение микрорадиоволн примесными газами атмосферы.....	84
О.И.Баскаков, М.В.Москиенко, С.Ф.Дюбко. Вращательный спектр озона в основном и наимизшем возбужденном колебательном состоянии.....	124
С.Ф.Дюбко, М.Н.Ефименко, М.В.Москиенко. Радиоспектроскоп субмиллиметрового диапазона.....	150



#### УДК 523.852.21

Радиолинии возбужденного водорода в миллиметровом диапазоне волн. С о р о ч е н к о Р. Л. – В кн.: Спектральные исследования космического и атмосферного излучения. Горький, ИПФ АН СССР, 1979, с. 5.

Приводятся основные выражения, характеризующие излучение рекомбинационных линий водорода и других элементов в радиодиапазоне.

Рассматриваются особенности этого излучения на миллиметровых волнах, которые характеризуются отсутствием штарковского уширения, оптической прозрачностью исследуемых областей НП, малостью "мазерного эффекта". Приводятся результаты наблюдения радиолинии  $H56 \alpha$  ( $\lambda = 8,2$  мм) и получаемые из этих наблюдений физические параметры областей НП. Затрагиваются некоторые вопросы перспектив дальнейших исследований рекомбинационных радиолиний в миллиметровом диапазоне. Табл.1, ил.7, список лит. 20 назв.

#### УДК 523.164.4

Поиск и исследование конденсаций звездообразования в темных галактических туманностях. З и н ч е н к о И. И., К и с л я к о в А. Г. – В кн.: Спектральные исследования космического и атмосферного излучения. Горький, ИПФ АН СССР, 1979, с. 34.

Суммируются результаты обзора ряда темных туманностей на миллиметровых волнах, в ходе которого были обнаружены источники непрерывного спектра, связанные с туманностями  $L 673$ ,  $L 1613$  и  $L 1640$ . Анализируются данные наблюдений этих объектов в континууме и в линиях трех изотопов  $CO$ ,  $H_2CO$  и  $HNCN$ . Их миллиметровое излучение, по-видимому, обусловлено пылью. Обсуждаются свойства пыли, существенные для интерпретации наблюдений на субмиллиметровых и миллиметровых волнах. Оцениваются физические параметры и рассматривается кинематика и энергетика обнаруженных источников. Табл.4, ил.9, список лит. 63 назв.

УДК 523.164.43

Излучение  $\text{CO}$  в направлении некоторых источников континуума на миллиметровых радиоволнах. К и с л я к о в А. Г., Гордон М. А. - В кн.: Спектральные исследования космического и атмосферного излучения. Горький, ИПФ АН СССР, 1979, с. 67.

Наблюдались линии  $\text{CO}$ ,  $^{13}\text{CO}$  и  $^{18}\text{O}$  ( $J = 0 - 1$ ) в направлении источников непрерывного спектра на ММВ, связанных с темными туманностями L 673 и L 1613. Наблюдения проводились на 11-м радиотелескопе NRAO (США) при помощи охлажденного приемника. Линия  $^{13}\text{CO}$ , так же, как и линия  $\text{CO}$ , демонстрируют признаки насыщения, кроме того, отношение антенных температур в линиях  $^{13}\text{CO}$  и  $^{18}\text{O}$  оказывается малым. Таким образом, оптическая толщина в линии  $^{13}\text{CO}$ , вероятно,  $\tau(^{13}\text{CO}) \gg 1$ . Разница антенных температур в линиях  $^{13}\text{CO}$  и  $\text{CO}$  объясняется клочковатой структурой облаков. В связи с этим содержание  $\text{CO}$  оценивалось по данным наблюдений  $^{18}\text{O}$ . Количество  $\text{CO}$  на луче зрения составляет  $N(\text{CO}) \sim 10^{16} \text{ см}^{-2}$ .  $N(\text{CO})$  коррелирует с распределением яркости в континууме на ММВ. Вид поля скоростей также указывает на связь молекулярных облаков с источниками непрерывного спектра. Облако, связанное с L 1613, вращается. В L 673 характер движений сложнее. Табл.2, ил.5, список лит. 17 назв.

### УДК 551.593.52

Поглощение микрорadiоволн примесными газами атмосферы. К и с л я к о в А. Г., К у л и к о в Ю. Ю. Р ы с к и н В. Г. - В кн.: Спектральные исследования космического и атмосферного излучения. Горький, ИПФ АН СССР, 1979, с. 84.

Приводятся результаты теоретических расчётов и экспериментальных измерений оптических толщин атмосферы примесных газов  $O_3$ ,  $CO$ ,  $N_2O$ ,  $NO$ . В работе показано, что оптическая толщина в линиях  $O_3$  может быть сравнима, а при определенных условиях существенно превышать оптическую толщину водяного пара и кислорода в окнах прозрачности атмосферы. Среди примесных газов озон обладает наиболее интенсивными теллурическими линиями. Экспериментально обследован ряд линий вращательного спектра озона в земной атмосфере. Измеренные величины оптической толщины в линиях  $O_3$  хорошо согласуются с расчётом. Кроме того, приведены результаты измерений атмосферных линий окиси углерода и закиси азота. Показана возможность определения содержания  $O_3$  и  $CO$  в разных слоях атмосферы. Обсуждение полученных результатов указывает на перспективность дальнейших исследований атмосферных линий примесных газов. Табл.5, ил.8, список лит.61 назв.

### УДК 543.42.2

Вращательный спектр озона в основном и наименее возбужденном колебательном состоянии. Б а с к а к о в О.И., М о с к и е н к о М. В., Д ю б к о С.Ф. - В кн.: Спектральные исследования космического и атмосферного излучения. Горький, ИПФ АН СССР, 1979, с.124.

В субмиллиметровом диапазоне измерены частоты нескольких десятков линий поглощения молекул озона. В основном колебательном состоянии идентифицировано 53 линии, в состоянии  $\nu_2$  - 45 линий. Верхняя граница по частоте составила 732 ГГц. Точность измерений - 0,5 МГц. На основе всех известных линий поглощения определены 19 вращательных и центробежных параметров озона в основном и возбужденном состояниях. Проведен подробный статистический анализ полученных результатов. Табл.5, список лит. 22 назв.

УДК 539.28.078

Радиоспектроскоп субмиллиметрового диапазона. Д ю б -  
к о С. Ф., Е ф и м е н к о М. Н., М о с к и е н к о  
М. В. - В кн.: Спектральные исследования космического  
и атмосферного излучения. Горький, ИПФ АН СССР, 1979,  
с. 150.

Описывается радиоспектроскоп субмиллиметрового диа -  
пазона длин волн. с чувствительностью  $4 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-1}$  и  
разрешением порядка  $10^{-6}$ . Высокая чувствительность до -  
стигается за счёт использования длинной (10 м) поглощаю -  
щей ячейки и высокочувствительного охлажденного приемни -  
ка на  $\text{In-Sb}$ . Диапазон перестройки - от 160 до 800 Гц.  
Спектроскоп используется для исследования спектров моле -  
кул, столкновительного уширения спектральных линий, эффек -  
та двойного резонанса и др.