## УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

523.164.4

## КОСМИЧЕСКИЕ МАЗЕРЫ

# В. С. Стрельницкий

### СОДЕРЖАНИЕ

Введение	463
Введение 1. Наблюдаемые свойства космического мазерного излучения	465
1. Спектры мазерных источников (465). 2. Классификация источников	
(465). З. Результаты интерферометрических наблюдений (468). 4. Пере-	
менность излучения (470).	
П. Модели космических мазеров.	470
<ol> <li>Модели космических мая́еров.</li> <li>Космический маяер бегущей волны (470). а) Ненасыщенный маяер (472).</li> </ol>	
б) Насыщенный мазер (472). —2. Механизмы накачки мазера (476). а) Спек-	
тры молекул ОН и Н <sub>2</sub> О (476). б) Радиационная накачка (478). в) Химиче-	
ские и столкновительные механизмы накачки (482). г) Мазер на возбуж-	
денных вращательных уровнях ОН (486).— 3. Нелинейные эффекты (487).	
а) Статистические характеристики сигнала (487). б) Уширение линий (489).	
в) Поляризация излучения (490).— 4. Причины переменности источников	
(492).	
III. Космические мазеры и космогония	494
1. Связь компактных источников ОН и H <sub>2</sub> O с областями звездообразова-	
ния (495). 2. Динамическая неустойчивость источников (496). 3. Прото-	
звезды или протопланеты? (497).	
	700
Заключительные замечания	499
Цитированная литература	500

## **ВВЕДЕНИЕ**

В 1965 г. четыре сотрудника радиоастрономической лаборатории Калифорнийского университета —  $\Gamma$ . Уивер, Д. Вильямс, Н. Дитер и У. Лум — сообщили об открытии ими в направлении некоторых областей межзвездного ионизованного водорода («областей НІІ») эмиссионных радиолиний вблизи длины волны  $\lambda=18~cm^{-1}$ . Частоты наблюдавшихся линий соответствовали переходам между подуровнями  $\Lambda$ -удвоенного основного состояния радикала ОН. Однако относительные интенсивности предполагаемых компонент сверхтонкой структуры оказались настолько необычными, что авторы даже отказались от своего первоначального отождествления и склонялись приписать часть наблюдавшихся линий неизвестному агенту, который, подчеркивая его загадочность, временно назвали «мистериум». Вскоре было доказано, что линии «мистериума» излучаются все же молекулами ОН  $^2$ . Тем временем наблюдения вскрывали все более поразительные свойства этого излучения: необычайно высокую интенсивность, сильную поляризацию, переменность во времени.

Спустя четыре года группа радиоастрономов и физиков того же университета, возглавляемая лауреатом Нобелевской премии Ч. Таунсом, открыла в ряде областей Н II эмиссионные источники в линии  $1,35\,cm$ , соответствующей хорошо известному вращательному переходу молекул  $H_2O^3$ . Вскоре выяснилось, что эти источники обнаруживают те же удивительные особенности (порой даже более ярко выраженные), что и источники ОН.

Яркостная температура \*) в центре некоторых линий ОН и H<sub>2</sub>O достигает 10<sup>13</sup>—10<sup>15 °</sup>K, тогда как допилеровская ширина этих линий соответствует кинетическим температурам, обычным для нейтральных облаков межзвездного газа: 10-100 °К. Совершенно очевидно, что излучающие молекулы не находятся в тепловом равновесии с окружающей средой — излучение возбуждается каким-то неравновесным механизмом. Само по себе это не вызывает удивления: в условиях разреженной межзвездной среды отсутствие теплового равновесия между отдельными ее компонентами (газ, пылинки, космические лучи, электромагнитное излучение) является скорее правилом, чем исключением. Например, хорошо известное свечение газовых туманностей Галактики в бальмеровских линиях водорода объясняется рекомбинационной люминесценцией атомов, ионизируемых ультрафиолетовым излучением горячих звезд, — типичный перавновесный процесс. Однако объяснить подобным, сравнительно простым путем громадные яркостные температуры и некоторые другие особенности излучения в радиолиниях ОН и Н<sub>2</sub>О не удается.

Удовлетворительное решение проблемы было получено только после того, как была выдвинута гипотеза об усилении линий OH и  $H_2O$  мазерным механизмом в облаках с инверсной населенностью соответствующих молекулярных уровней  $^{2, 4-7}$ . Сейчас концепция космического мазера в применении к источникам OH и  $H_2O$  является общепринятой, хотя и она, как мы увидим, сталкивается с определенными трудностями.

Упомянутые чрезвычайно высокие значения яркостной температуры характерны для так называемых «компактных» источников ОН и  $\rm H_2O$  и следуют из сопоставления наблюдаемых потоков излучения  $S_{\rm v}$  от этих источников (до  $10^4$  ед. п. \*\*)) с их чрезвычайно малыми угловыми размерами (до  $10^{-4}$  угл. сек). В межзвездной среде наблюдается, кроме того, слабое излучение в линиях ОН от гораздо более протяженных областей (угловые размеры до  $2^{\circ}$ ), причем отношение интенсивностей компонент сверхтонкой структуры и здесь говорит об отсутствии равновесного распределения населенностей и действии некоторого механизма «накачки», приводящего к слабому мазеру  $^{8}$ .

В протяженных межзвездных облаках газа наблюдается и прямо противоположное явление — аномально сильное поглощение в некоторых радиолиниях (ОН,  $\rm H_2CO$ ), обусловленное «антиинверсией» населенностей соответствующих энергетических уровней  $^{9-11}$ .

В настоящем обзоре мы, оставляя в стороне вопросы, связанные с протяженными источниками аномального излучения (слабые мазеры) и аномального поглощения, сосредоточиваем все внимание на мощных компактных источниках ОН и  $\rm H_2O$ . Особый интерес к последним обусловлен грандиозностью происходящих здесь процессов превращения энергии накачки в энергию радиоквантов и, что особенно важно, многочисленностью фактов, свидетельствующих о связи некоторых из этих источников с процессами образования звезд и планетных систем.

В главе I перечислены основные наблюдаемые характеристики компактных источников ОН и  $\rm H_2O$ . Глава II содержит обзор имеющихся попыток объяснить наблюдательные данные на основе концепции космического мазера; попутно рассмотрены более тонкие особенности наблюдаемого излучения. Космогонический аспект проблемы обсуждается в главе III.

<sup>\*)</sup> В рэлей-джинсовской области  $(hc/\hbar \ll kT_B)$  яркостная температура излучения  $T_B$  (°K) и его интенсивность I  $(\textit{эрг/(см}^2\textit{сек} \cdot \textit{ги} \cdot \textit{сmep}))$  связаны соотношением  $I = 2kT_B/\hbar^2$  (обозначения констант — общепринятые).
\*\*) 1 ед. п. (сдиница потока) =  $10^{-26}$   $sm/m^2$ г $\mu$ .

# I. НАБЛЮДАЕМЫЕ СВОЙСТВА КОСМИЧЕСКОГО МАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

1. Спектры мазерных источников. На рис. 1 и 2 приведены типичные спектры двух мазерных источников. Первый спектр вблизи частоты 1612 *Мгц* зарегистрирован в направлении звездообразного инфракрасного объекта NML Лебедя <sup>12</sup>. Он излучается при переходах между компонентами  $\Lambda$ -дублета основного состояния радикала OH \*).

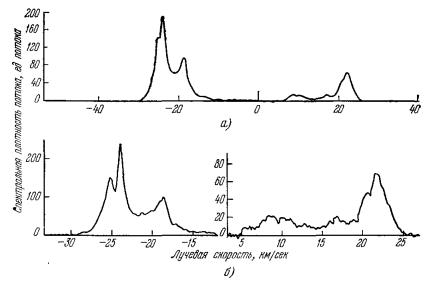


Рис. 1. а) Спектр излучения мазерного источника ОН, связанного с инфракрасной звездой NML Лебедя  $^{12}$ . Переход F=1-2 состояния  $^2\Pi3/2$ , J=3/2 (1612 Mzy). Разрешение по частоте 4,4  $\kappa \Gamma y$  (0,8  $\kappa m/ce\kappa$ ). По оси ординат — спектральная плотность потока (ед. п.). По оси абсцисс — лучевая скорость ( $\kappa m/ce\kappa$ ) по отношению к центру масс Местной системы звезд. 6) Спектры главных деталей, полученные с разрешением 1,1  $\kappa zy$  (0,2  $\kappa m/ce\kappa$ ).

Второй спектр  $^{13}$  получен при наблюдениях большой галактической области H II с каталожным индексом W49 на длине волны  $\lambda=1,35~c$ м, соответствующей переходу между вращательными уровнями  $6_{16}$  и  $5_{23}$  основного электронно-колебательного состояния молекулы  $H_2O$ . На обоих спектрах видно большое число частично перекрывающихся деталей. Если сдвиг по частоте интерпретировать как допплеровский, обусловленный пространственным движением излучающих тел, то соответствующий интервал лучевых скоростей в разных источниках ОН и  $H_2O$  варьируется от нескольких  $\kappa M/ce\kappa$  до нескольких десятков, а иногда и сотен  $\kappa M/ce\kappa$ .

2. К лассификация источников в. К настоящему времени открыто свыше ста источников аномального излучения ОН и  $\rm H_2O$ . Их можно разделить на несколько групп, различающихся свойствами эмиссионных линий и теми галактическими объектами, с которыми эти источники ассоциируются  $^{1, 14, 15}$ . Наибольшим признанием пользуется классификация Тёрнера  $^{7}$ .

Известны три типа объектов, в направлении которых наблюдается аномальная эмиссия в линиях ОН и Н<sub>2</sub>О: 1) галактические области Н II;

<sup>\*)</sup> Обозначения энергетических уровней ОН и  ${
m H}_2{
m O}$  поясняются в п. 2, б) гл. II.

<sup>6</sup> уфн, т. 113, вып. 3

2) остатки вспышек сверхновых и 3) холодные звезды спектральных классов M3—M8 с сильным избытком инфракрасного излучения на длинах волн  $\lambda > 2-3$  мкм — так называемые «инфракрасные звезды».

Из четырех линий, соответствующих переходам между компонентами сверхтонкой структуры  $\Lambda$ -дублета основного состояния ОН «главные линии»— 1667 и 1665 Mг $\psi$  и «сателлиты»— 1612 и 1720 Mг $\psi$  (см. п. 2, а) гл. II и рис. 6), в направлении областей Н II наблюдаются в эмиссии главные линии и реже — более слабые сателлиты, причем линия 1665 Mг $\psi$  обычно ярче, чем линия 1667 Mг $\psi$  \*) («класс I» по Тёрнеру); в направлении остатков сверхновых — линия 1720 Mг $\psi$  в эмиссии, а остальные линии в поглощении («класс IIа»); в направлении инфракрасных звезд — линия

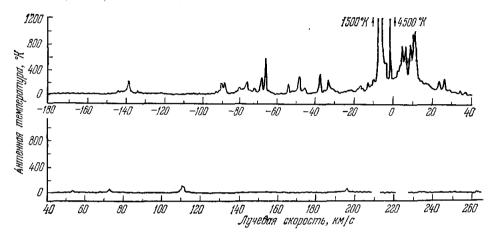


Рис. 2. Спектр излучения мазерного источника  $\rm H_2O$  (переход  $6_{16}$ — $5_{23}$ , 22,235  $\Gamma e \mu$ ), связанного с галактической зоной HII W49 <sup>18</sup>. По оси ординат — антенная температура  $T_a$ ; для данной антенны  $S_{\nu}$  (ед. п)  $\approx 10 T_a$  (°K).

1612 *Мгц* в эмиссии, сопровождаемая, как правило, более слабой эмиссией в главных линиях и иногда очень слабым поглощением в линии 1720 *Мгц* («класс IIb»).

Эмиссия в линии  $6_{16}-5_{23}$  водяного пара ассоциируется с источниками ОН классов I и IIb. Как правило, источники ОН и  $\rm H_2O$  пространственно совпадают с точностью до ошибок измерения координат (несколько угловых секунд), но спектры их в деталях сильно различаются.

Замечательной особенностью многих линий является их сильная поляризация. Яркие линии в источниках ОН класса I почти всегда поляризованы, обнаруживая, как правило, очень сильную (до 100%) круговую поляризацию, хотя отдельные детали в спектрах поляризованы линейно или эллиптически, или не поляризованы вообще. В источниках ОН классов Па и ПЬ поляризация линий меньше, а в источниках Н<sub>2</sub>О поляризация наблюдается лишь в исключительных случаях (некоторые допплеровские петали в источнике Орион А) и всегда линейна.

В непосредственной близости от многих источников ОН и  $\rm H_2O$ , связанных с большими областями Н II, обнаружены точечные и протяженные инфракрасные объекты  $^{7, 16}$ , а также небольшие плотные области ионизованного водорода, названные «компактными» областями Н II  $^{17, 18}$ .

<sup>\*)</sup> Отношение сил линий 1612: 1665: 1667: 1720 равно 1:5:9:1. Таким же должно быть отношение интенсивностей при равновесном распределении населенностей подуровней для оптически тонкого облака. В случае большой оптической толщи интенсивности линий выравниваются.

Наблюдаемые характеристики инфракрасных звезд согласуются с моделью, в которой плотная газо-пылевая оболочка, окружающая холодную звезду класса М, нагревается видимым и близким инфракрасным излучением фотосферы звезды и переизлучает его в более далекой инфракрасной области спектра 19. Большинство инфракрасных звезд, связанных с источниками ОН и Н.О. нестационарны. Многие из них обнаруживают спектральные и фотометрические особенности долгопериодических переменных звезд типа Миры Кита \*). У других изменения блеска носят нерегулярный характер (отсутствует более или менее четко выраженный период). Эмиссия в линии 1612 Мгц сосредоточена в двух интервалах лучевых скоростей («красная» и «голубая» группы), расстояние между которыми составляет 10-50 км/сек (рис. 1). Обычно лучевая скорость «красной» группы близка к лучевой скорости оптических линий поглощения, формирующихся в атмосфере звезды. Лучевая скорость эмиссии  $H_2O$  всегда заключена

между скоростями «красной» и «голубой» групп ОН.

Для выяснения природы аномального излучения в липиях ОН и Н<sub>2</sub>О чрезвычайно важно знать, действительно ли источники, излучающие в этих линиях, физически связаны с перечисленными выше объектами, иди просто проецируются на одну область неба. Сейчас можно считать твердо установленным, что источники ОН класса I и ассоциирующиеся с ними источники Н<sub>2</sub>О действительно связаны с областями Н II, а источники OH класса IIb и наблюдаемые в тех же областях источники H<sub>2</sub>O с инфракрасными звездами. В первом случае эта связь подтверждается совпадением лучевых скоростей мазерных линий с лучевыми скоростями областей H II, определенными по рекомбинационным линиям водорода \*\*). Во втором случае, помимо совпадения лучевых скоростей отдельных спектральных деталей ОН и Н<sub>2</sub>О с лучевой скоростью инфракрасной звезды, совпадают с высокой точностью (секунды дуги) и координаты этих объектов. Для точечных источников такое хорошее совпадение координат никак нельзя считать случайным, особенно если учесть многочисленность наблюдавшихся объектов этого типа (более 30). О непосредственной связи мазерных источников с инфракрасными звездами свидетельствует и наблюдаемая корреляция изменений потоков мазерного и инфракрасного излучений <sup>20-22, 36</sup>.

Ситуация менее очевидна в случае источников класса Иа. Есть, например, указания на то, что излучение в липии 1720 Мгц в направлении остатка сверхновой Кассиопея А возникает в облаке газа, находящемся сравнительно близко от Солнца и не связанном с остатком сверхновой 23а. Более того, согласно работе <sup>23а</sup>, эмиссия в линии 1720 Mey в направлении Кассиопен А наблюдается от протяженной области диаметром ~30'. т. е. этот источник вообще не является «компактным». В появившейся недавно работе <sup>236</sup> сообщается о столь же больших угловых размерах ряда других источников, излучающих в линии 1720 Мец.

С другой стороны, источник класса Ha W28(A<sub>1</sub>), по-видимому, физически связан с ионизованным газом, излучающим в рекомбинационной линии Η109α (близость лучевых скоростей и координат), а этот понизовапный газ, как предполагается, связан в свою очередь с остатком сверхновой (см. также <sup>24</sup>г). По-видимому, в ближайшем будущем наблюдения

К переменным этого типа относятся холодные сверхгиганты спектральных классов M6—M8 с периодом изменений блеска в несколько сотен дней и с яркими эмиссионными линиями в спектре, интенсивность и лучевая скорость которых коррелируют с изменениями блеска звезды.

<sup>\*\*)</sup> Рекомбинационные радиолинии атомарного водорода возникают при переходах между соседними высокими возбужденными уровнями, на которые атомы попадают в результате рекомбинаций протонов с электронами. Излучение в этих линиях наблюдается от многих межзвездных газовых облаков.

позволят выяснить вопрос о взаимоотношении источников ОН класса IIa с источниками непрерывного спектра.

В отдельных случаях наблюдается «симбиоз» характеристик разных классов в одном источнике либо наоборот — отсутствие у источника какого-нибудь существенного признака данного класса <sup>246, в. 25 - 27</sup>. Все же подавляющее большинство объектов укладывается в рамки классификации Тёрнера, и ее можно принять за основу при анализе физических условий (в частности, механизмов накачки мазера) в объектах разного типа <sup>28</sup>.

3. Результаты интерферометрических наблюдений. Важнейшие данные о размерах и пространственной структуре

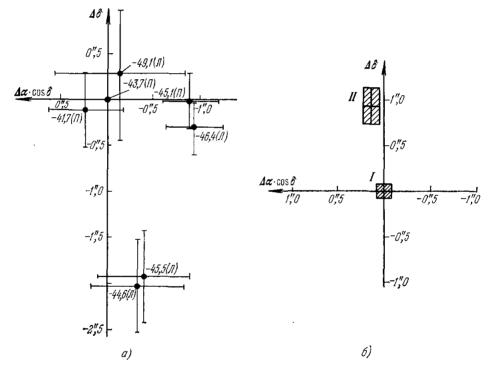


Рис. 3. Интерферометрическая карта источников гидроксильной эмиссии в W3. а) Излучение в линии F=1-1 состояния  $^2\Pi_{3/2}$ , J=3/2 (1665  $\mathit{Meu}$ )  $^{32}$ . Рядом с каждой конденсацией указаны лучевая скорость и направление круговой поляризации (П-правая, Л — левая) соответствующей детали в спектре. Координаты конденсаций определены по отношению к наиболее яркой (—43,7  $\mathit{ran/cex}$ ). Кресты ошибок дают представление о точности измерения координат. 6) Излучение в линии F=3-3 состояния  $^2\Pi_{3/2}$ , J=5/2  $^{45}$ . I=0бласть локализации деталей (—42,0) ÷  $\div$  (—44,1)  $\mathit{ran/cex}$  и (—45,2) ÷ (—49,0)  $\mathit{ran/cex}$ ; II=0бласть локализации деталей (—43,0) ÷  $\div$  (—45,2)  $\mathit{ran/cex}$ .

мазерных источников получены методом сверхдлиннобазовой интерферометрии (СДБИ), успешно развиваемым в последние годы  $^{29}$ . Этот метод принципиально не отличается от давно используемого в радиоастрономии обычного метода интерферометра Майкельсона: источник наблюдается одновременно двумя пространственно разнесенными антеннами; при этом достигается угловое разрешение  $\Delta\theta \approx \lambda/b$  ( $\lambda$  — длина волны, b — расстояние между антеннами, «база» интерферометра). Новое заключается в резком увеличении базы (уже реализованы базы в несколько тысяч километров, т. е. соизмеримые с размерами земного шара) и в методе регистрации и обработки информации. Последняя записывается на магнитофонную

ленту раздельно на каждой из антенн (одновременно записываются метки синхропизации от прецизионных атомных часов), а затем подвергается совместной обработке на ЭВМ. В осуществленном летом 1971 г. совместном советско-американском эксперименте по СДБИ на волие 1,35 см с базой Хайстек — Крым (7375 км или 547 мли. длин воли) достигнуто угловое разрешение  $\Delta\theta \sim 0'',0003^{-30},^{-31}$ .

В настоящее время методом СДБИ и обычными интерферометрическими методами исследованы наиболее яркие источники ОН и H<sub>2</sub>O.

Подробнее других изучались источники ОН в W3 (класс I)  $^{32}$ , NML Лебедя (класс IIb)  $^{12}$  и источники  $\rm H_2O$  в W49  $^{33}$ .

Оказалось, что каждой донплеровской детали в спектре соответствует отдельная излучающая конденсация на небе. В W3 около десятка таких конденсаций. наблюдавшихся в линии 1665 Мгц, имеют видимые угловые размеры  $\theta \sim 0'',01$ . При вероятном расстоянии до  $W3 \sim 3 \kappa nc^{-34}$  это соответствует линейному размеру  $\sim 5 \cdot 10^{14} \, c$ м, т. е. всего лишь около 30 а. е. \*). Все конденсации сосредоточены в области диаметром  $\sim 2''$  ( $\sim 10^{17}$  см) и как будто бы выстроены вдоль одной или нескольких дуг <sup>32</sup> (рис. 3). В некоторых конденсациях намечается двойственность или более сложная внутренняя структура, причем

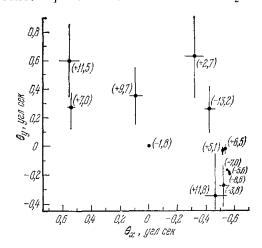


Рис. 4. Интерферометрическая карта <sup>33</sup> источников эмиссии водяного иара в W49. Координаты отдельных конденсаций определены по отношению к наиболее яркой (— 1,8 км/сск). Рядом с каждой конденсацией указана ее луче вая скорость.

«субисточники» различаются по лучевой скорости на несколько десятых км/сек и их излучение одинаково поляризовано.

В W49- $\rm H_2O$  интерферометрически наблюдалась центральная группа допплеровских деталей: от —15 до +15 км/сек (см. рис. 2)  $^{33}$ . Все эмиссионные конденсации сосредоточены в области диаметром  $\sim 1$ ",5 (рис. 4), что при вероятном расстоянии до W49  $\sim 14$  кпс  $^{34}$  соответствует  $\sim 3 \cdot 10^{17}$  см. Характерный размер одного излучающего «пятна» (деталь —1.8 км/сек)  $\theta \sim 0$ ",0003 (6  $\cdot 10^{13}$  см) или меньше. Интересно, что в том же источнике W49 интероферометрически измеренные конденсации ОН имеют значительно большие угловые размеры. Например, диаметр конденсации с лучевой скоростью +5 км/сек на частоте 1665 Мгу равен 0",05  $^{35}$ , т. е. почти в 200 раз больше диаметра конденсации  $H_2O$  с лучевой скоростью -1,8 км/сек.

На рис. 5 представлена интерферометрическая карта источника ОН класса IIb, связанного с инфракрасной звездой NML Лебедя <sup>12</sup>. Поражает многочисленность отдельных очагов мазерной эмиссии (чтобы не загромождать рисунок, авторы осреднили положения некоторых близко расположенных конденсаций; всего ими выделено около 300 самостоятельных очагов эмиссии). Авторы <sup>12</sup> обращают виимание на следующие особенности пространственной структуры эмиссии ОН в NML Лебедя:

<sup>\*) 1</sup> кпс  $^-$  10³ nc  $=3,086\cdot10^{21}$  см. Парсек и килопарсек — единицы, удобные для измерения межзвездных расстояний. 1 а. е. (астрономическая единица) =  $=1.496\cdot10^{13}$  см — среднее расстояние от Земли до Солица; применяется для измерения межиланетных расстояний.

- а) все конденсации ОН находятся в пределах эллипсоидальной области с угловыми размерами  $3'',3\times 2'',3$ . При вероятном расстоянии до NML Лебедя  $\sim 500~nc$  это соответствует  $2,4\cdot 10^{16}\times 1,7\cdot 10^{16}~cm^2$ ;
- б) конденсации «красной» группы расположены вблизи большой оси эллипса, снаружи от конденсаций «голубой» группы;

в) в «красной» группе намечается градиент лучевой скорости вдоль большой оси конфигурации, который можно интерпретировать как резуль-

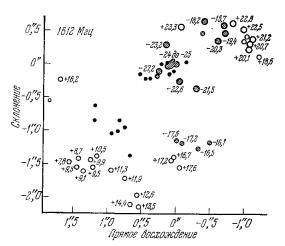


Рис. 5. Интерферометрическая карта <sup>12</sup> источников гидроксильной эмиссии в NML Лебедя. Темные кружки — детали «красной» группы в спектре рис. 1 (положительные пучевые скорости); светыме кружки — детали «голубой» группы (отрицательные лучевые скорости). Размер кружка характеризует относительную интенсивность компоненты.

тат вращения вокруг малой скоростью 5 *км/сек* на периферии, Аналогичные особенности отмечены на интерферометрической карте источника ОН, связанного с инфракрасной звездой VY Большого Пса получена авторами, но пока не опубликована). Видимые размеконденсаций ры отдельных ОН в NML Лебедя интерферометрически измерены Вилсоном, Барреттом и Мораном 36 и составляют около  $0'',08 (6 \cdot 10^{14} cm).$ 

4. Переменность излучения. Характерной особенностью многих источников является их переменность. Наблюдались вариации всех основных па-

раметров линий: интенсивности, шприны, поляризации, лучевой скорости, степени асимметрии. Характерное время существенных изменений интенсивности составляет несколько дней или недель, но отмечались единичные случаи очень быстрых колебаний — до 5 минут <sup>30</sup>. Более подробно переменность мазерных источников и ее возможные причины будут рассмотрены в п. 4 гл. II.

### **П. МОДЕЛИ КОСМИЧЕСКИХ МАЗЕРОВ**

1. К о с м и ч е с к и й м а з е р б е г у щ е й в о л н ы. Разительное несоответствие между интенсивностью и шириной линий, высокая степень поляризации, нестационарный характер излучения, аномальное соотношение интенсивностей сверхтонких компонент — эти особенности излучения источников ОН сильно напоминали то, что наблюдается в лабораторных мазерах и лазерах. Не удивительно, что многие исследователи почти одновременно пришли к мысли о реализации в источниках ОН условий, необходимых для работы естественного космического мазера  $^2$ ,  $^4$ -6,  $^3$ 7. Высказывались предположения и об искусственном происхождении этих необычных эмиссионных линий  $^3$ 8. Многочисленные расчеты, выполненные за истекшие несколько лет, показали все же, что природный мазер с наблюдаемыми свойствами в принципе вполне возможен, так что считать источники ОН и  $\mathrm{H}_2\mathrm{O}$  «космическим чудом»— сигналом внеземного разума — было бы преждевременным.

Выведем основные соотношения, описывающие процесс формирования излучения в космическом мазере. Мы сделаем это для самой простой модели — одномерного усилителя, в котором бегущая волиа распространяется в одном направлении. Эта модель достаточна, чтобы поиять наиболее существенные особенности наблюдаемого излучения. Затем мы обсудим качественно влияние геометрии источника и эффектов обратной связи.

Допустим, что некоторый неравновесный процесс в космическом облаке приводит к инверсии населенностей двух молекулярных уровней («сигнальные уровни»), так что  $\Delta n = [n_j - (g_j/g_i) \ n_i] > 0 \ (n_j, \ n_i -$  населенности верхнего и нижнего уровней.  $g_j, \ g_i -$  статистические веса этих уровней). Уравнение переноса для интенсивности излучения в центре линии  $j \rightarrow i$  можно записать в виде

$$\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} I(x, t) + \frac{\partial}{\partial x} I(x, t) = \alpha(x, t) I(x, t) + \varepsilon(x, t), \tag{1}$$

где c — скорость света,  $\alpha = (\lambda^2 A_{ji}/8\pi \Delta v)$   $\Delta n$  — коэффициент усиления, рассчитанный на единицу длины  $(A_{ji}$  — эйнштейновский коэффициент вероятности спонтанного перехода  $j \to i$ ,  $\lambda$  — длина волны перехода,  $\Delta v$  — ширина линии),  $\varepsilon = (\hbar v A_{ji}/4\pi \Delta v)$   $n_j$  — коэффициент излучения.

Процессы, определяющие стационарные населенности сигнальных уровней (а следовательно, величины  $\Delta n$ ,  $\alpha$  и  $\epsilon$ ), удобно разбить на три группы:

- 1) переходы между сигнальными уровнями под действием столкновений; эти переходы стремятся «термализовать» населенности привести их в соответствие с кинетической температурой газа («термостата»);
- 2) переходы, индуцированные сигнальными квантами; эти переходы стремятся уравнять населенности уровней;
- 3) все остальные процессы, суммарный эффект которых должен сводиться к переносу населенности с нижнего уровня на верхний; их объединяют общим термином «накачка».

Наличие процессов третьей группы является необходимым условием появления мазера — именно эти процессы приводят к инверсии населенностей и служат тем резервуаром, из которого черпается энергия мазерного излучения. Процессы указанных трех групп характеризуются соответственно вероятностями  $W_c$ ,  $W_m$  и  $W_p$  ( $ce\kappa^{-1}$  на одну молекулу в состоянии j или i). Вероятность  $W_m$  зависит от интенсивности мазерного излучения:  $W_m = (\Omega/c) \, B_{ji} \, I$ , где  $\Omega$  — телесный угол мазерного пучка,  $B_{ji}$  — эйнштейновский коэффициент вероятности индуцированного перехода  $j \rightarrow i$ .

Анализ предполагаемого механизма накачки позволяет обычно найти величину  $\Delta n_0$  — ту разность населенностей, которая установилась бы под действием накачки в отсутствие переходов, индуцированных столкновениями и мазерным излучением. Последние два процесса уменьшают разность населенностей, и она с их учетом становится равной <sup>39</sup>

$$\Delta n = \frac{\Delta n_0}{1 + 2 \left[ (W_c + W_m)/W_p \right]} = \frac{\Delta n_0}{a + bI} ;$$
 (2)

здесь введены обозначения  $a\equiv 1+(2W_c/W_p),\ b\equiv 2B_{ji}\Omega/cW_p$ . С учетом (2) уравнение переноса (1) принимает вид (обозначения аргументов для наглядности опускаем; в общем случае все величины  $I,\ \alpha_0,\ a,\ b,\ \epsilon$  могут зависеть от x и t)

$$\frac{1}{c}\frac{\partial I}{\partial t} + \frac{\partial I}{\partial x} = \alpha_0 \frac{I}{a+bI} + \varepsilon, \tag{3}$$

где

$$\alpha_0 = \frac{\lambda^2 A_{ji}}{8\pi\Delta\nu} \, \Delta n_0. \tag{4}$$

Для получения общего решения задачи к уравнению (3) нужно добавить кинетические уравнения, определяющие населенности сигнальных уровней  $n_i$  и  $n_j$  и решить всю систему совместно. Поскольку распределение физических параметров вдоль космического мазера и их зависимость от времени все равно неизвестны, нет смысла искать такое общее решение. Чтобы упростить задачу, будем считать  $\alpha_0$  и є известными (из анализа механизма накачки); предположим, кроме того, что  $\alpha_0$ ,  $W_c$  и  $W_p$  могут испытывать произвольные, но одинаковые для всего пути усиления изменения во времени и что  $\Omega$ ,  $\varepsilon \approx \text{const.}$  Для астрофизических приложений достаточно рассмотреть два наглядных предельных случая уравнения (3), соответствующих двум режимам работы мазера.

а) Ненасыщенный мазер:  $a\gg bI$ , т. е.  $W_p+2W_c\gg W_m$  — число актов накачки и/или столкновительных переходов между сигнальными уровнями в единицу времени значительно превосходит число вынужденных переходов. Вместо (3) имеем уравнение

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I}{\partial t} + \frac{\partial I}{\partial x} \approx \frac{\alpha_0}{a} I + \varepsilon, \tag{5}$$

решив которое, получим

$$I(x,t) = I_0\left(t - \frac{x}{c}\right) \exp\left(c \int_{t-(x/c)}^{t} \frac{\alpha_0}{a} du\right) + c\varepsilon \int_{t-(x/c)}^{t} \exp\left(c \int_{z}^{t} \frac{\alpha_0}{a} du\right) dz.$$
 (6)

В частности, если приведенный коэффициент усиления  $(\alpha_0/a) = \text{const}$ , то

$$I(x, t) = I_0 \left( t - \frac{x}{c} \right) \exp \left( \frac{\alpha_0 x}{a} \right) + \frac{\varepsilon a}{\alpha_0} \left[ \exp \left( \frac{\alpha_0 x}{a} \right) - 1 \right]. \tag{7}$$

Первое слагаемое в правой части (6) и (7) описывает экспоненциальное усиление внешнего излучения, поступающего на вход мазера (подложка), второе — экспоненциальное усиление спонтанной эмиссии рабочих молекул. Первое слагаемое преобладает, если яркостная температура подложки  $T_B^0$  превосходит (hv/k)  $(n_j/\Delta n_0)$ . При относительной инверсии  $(\Delta n_0/n_j) \sim 10^{10}$  это соответствует  $T_B^0 \geqslant 10-100$  °K для частот мазерных переходов ОН и  $H_2$ О. Наличие подложки с такой яркостной температурой вполне возможно, особенно для источников, связанных с интенсивно излучающими в радиодиапазоне зонами Н II. Из формулы (7) видно, что при  $(\alpha_0/a) =$  сопѕt вариации интенсивности на выходе мазера повторяют тогда вариации интенсивности подложки с временной задержкой x/c и усилением ехр  $(\alpha_0 x/a)$ .

Вариации интенсивности выходящего излучения могут быть обусловлены также вариациями приведенного коэффициента усиления  $\alpha_0/a$ , например, из-за изменения во времени мощности накачки (формула (6)). Несложный анализ интегралов, входящих в (6), показывает <sup>40</sup>, что в этом случае характерное время вариаций интенсивности выходящего излучения  $\tau$  определяет верхнюю границу длины пути  $L_e$ , на котором происходит усиление в e раз:

$$L_e \leqslant c\tau.$$
 (8)

б) Насыщенный мазер:  $a \ll bI$ , т. е.  $W_p + 2W_c \ll 2W_m$  — населенности сигнальных уровней контролируются вынужденными переходами.

Вместо уравнения (3) имеем

$$\frac{1}{c}\frac{\partial I}{\partial t} + \frac{\partial I}{\partial x} \approx \frac{\alpha_0}{b} + \varepsilon,\tag{9}$$

так что

$$I(x,t) \approx I_0 \left( t - \frac{x}{c} \right) + c \int_{t-(x/c)}^{t} \frac{\alpha_0}{b} du + \varepsilon x. \tag{10}$$

В частном случае ( $\alpha_0/b$ ) = const

$$I(x, t) = I_0 \left( t - \frac{x}{c} \right) + \frac{\alpha_0 x}{b} + \varepsilon x. \tag{11}$$

Решения (10) и (11) показывают, что излучение на выходе насыщенного мазера складывается из излучения подложки  $I_0$  с временной задержкой x/c, спонтанного излучения облака  $I_s=\varepsilon x$  и индуцированного излу-

чения 
$$I_m = c \int\limits_{t-(x/c)}^t (lpha_0/b) \ du$$
, мощность которого определяется мощностью

накачки. Излучение подложки просто складывается с усиливаемым излучением, а поскольку наблюдаемая интенсивность мазерного излучения на много порядков превосходит возможную интенсивность подложки, вариации излучения подложки, в отличие от ненасыщенного мазера, не могут быть причиной переменности выходящего излучения. В данном случае переменность может быть обусловлена только вариациями длины пути усиления x или приведенного коэффициента усиления  $\alpha_0/b$ . В работе 40 показано, что характерное время наблюдаемых вариаций интенсивности, т определяет в случае насыщенного мазера верхнюю границу длины пути усиления:

$$L \leqslant c\tau$$
. (12)

Мы вывели основные соотношения, описывающие рост интенсивности эмиссионной линии в простейшем случае одномерного мазерного усилителя. Однако такой важный параметр как телесный угол мазерного пучка, а также соотношение действительных и наблюдаемых размеров источника, зависят от реальной геометрии области усиления 41-44.

В таблице, составленной на основании результатов работы <sup>44</sup>, приводятся соответствующие данные для сферического усилителя (стр. 474). Если мазер непасыщен по всей сфере, видимый размер источника меньше действительного в несколько раз:

$$\frac{D}{D_{\text{вид}}} \approx \sqrt{\tau_m}$$
,

где  $au_m = c \int\limits_{t-x/c}^t \left( lpha_0/a 
ight) du$  — максимальная оптическая толща источника для

ненасыщенного усиления в центре линии. Наблюдаемым яркостным температурам  $T_B \sim 10^{13} - 10^{15}$  °K соответствует усиление не менее чем в  $10^{11} - 10^{12}$  раз, т. е.  $\tau_m \approx 25 - 30$  и  $D/D_{\rm вид} \approx 5$ . Если по всей сфере или в ее внешней части выполняются условия насыщения, то значительное усиление излучения имеет место лишь вдоль лучей, проходящих через небольшую центральную часть сферы — «ядро». Диаметр «ядра» зависит от степени насыщения и в реальных источниках может быть в десятки раз меньше наружного диаметра. Видимый размер источника, определяемый диаметром «ядра», оказывается соответственно в десятки раз меньше действительного размера области усиления — наблюдается лишь небольшое

Телесный	угол Ω мазерного пучка на выходе сферического усилителя
днаметром	$D$ и видимый диаметр источника $D_{\text{вид}}$ (по данным работы 44)

Степень насыщения	Диаметр центрального ядра, $d$	Ω, cmep	$D_{\mathrm{B}$ ИД
Полностью ненасыщен	0	$\frac{1}{\alpha_0 D}$	$V^{\frac{\overline{D}}{\alpha_0}}$
Частично насыщен (не- насыщенное ядро ди- аметром $d$ с экспонен- циально растущей интенсивностью и на- сыщенная оболочка с линейно растущей интенсивностью)	$\frac{d^3}{\exp\left[\alpha_0 d\right]} \; D^4 \alpha_0  \frac{A_{ii}}{\Gamma} \frac{W_p^i + W_p^j}{W_p^j - W_p^i}$	$rac{d}{lpha_0 D^2}$	$V^{rac{\overline{d}}{lpha_0}}$
Полностью насыщен (насыщенное ядро диа-метром d с постоянной интенсивностью и насыщенная оболочка с линейно растущей интенсивностью)	$d=1,3Drac{A_{ji}}{\Gamma}rac{W_p^i+W_p^j}{W_p^j-W_p^i}$	$0.5\left(\frac{d}{D}\right)^2$	0,7d

α0-ненасыщенный коэффициент усиления;

«горячее пятно» («hot spot») по терминологии М. Литвака <sup>43</sup>. Телесный угол мазерного излучения определяется соотношением размеров «ядра» и всего усилителя и может быть весьма мал: излучение исходит из каждой точки поверхности сферы, но заключено в узких, радиально направленных пучках («ежик»).

Если область усиления имеет форму длинного узкого волокна, длина которого l значительно превосходит поперечный размер  $\rho$ , то мазерное излучение выходит преимущественно из «торцов» волокна и заключено в телесном угле  $\Omega \approx \pi \ (\rho/l)^2$ . В случае частичного насыщения, как и в сферической модели, имеется ненасыщенная область экспоненциального усиления в средней части волокна и две области насыщенного (линейного) усиления на краях волокна. Видимый размер источника всегда близок к поперечному размеру волокна  $\rho$ .

Возможная роль эффектов обратной связи в космических мазерах исследовалась в работах <sup>45</sup>-<sup>47</sup>. Обратная связь может возникнуть из-за частичного возвращения излучения назад при рассеянии на свободных электронах, на пылинках или на самих рабочих молекулах. Если усиление за один проход инвертированной области превышает потери, то мазер с обратной связью переходит в режим генератора. Полное нарастание интенсивности происходит тогда не за один, а за много проходов, что снижает требования к длине зоны усиления. В работе <sup>47</sup> показано, что рассеяние на свободных электронах и на пылинках в условиях космического мазера малоэффективно, но резонансное рассеяние на рабочих

 $W_p^i, W_p^j$  — коэффициенты вероятности накачки нижнего и верхнего сигнальных уровней;

Г — уширение сигнального уровня, обусловленное радиативным распадом и столкновениями (принято одинаковым для обоих уровней).

молекулах в принципе может обеспечить обратную связь, необходимую для превышения порога генерации в источниках ОН. В источниках же  ${\rm H_2O}$  необходимое для генерации усиление на проход сравнимо с усилением, которое требуется для объяснения наблюдаемой интенсивности излучения в модели простого усилителя бегущей волны. Будущие наблюдения, особенно изучение характера переменности источников, позволят сделать выбор между моделями мазерного усилителя и мазерного генератора  $^{47}$ .

\* \*

Используя полученные выше соотношения, легко показать, что компактные мазерные источники должны быть гораздо плотнее обычных межзвездпых газовых облаков. Сделаем соответствующие оценки отдельно для ненасыщенного и насыщенного  $H_2O$ -мазеров.

Формула (7) дает для стационарного ненасыщенного мазера  $\alpha_0 L \geqslant \ln{(I/I_0)} = \ln{(T_B/T_B^0)}$ , где L — полная длина пути усиления. (Мы рассматриваем усиление только впешнего излучения; учет усиления спонтанного излучения молекул не меняет характера окончательных оценок.) В наиболее ярких источниках  $H_2O$   $T_B \sim 10^{15}\,^{\circ}\text{K}$ , а  $T_B^0$  вряд ли превышает  $\sim 10^4\,^{\circ}\text{K}$  — максимально возможную яркостную температуру радиоизлучения области Н II, так что  $\alpha_0 L \geqslant \ln{10^{11}} \sim 25$ . Подставляя вместо  $\alpha_0$  его выражение через  $\Delta n_0$  (4) и учитывая, что для мазерного перехода  $6_{16}-5_{23}$   $A_{ji}=1,9\cdot 10^{-9}$   $ce\kappa^{-1}$ , а наблюдаемая ширина отдельных спектральных деталей  $\Delta v \sim 5\cdot 10^4$  eu, получим необходимое число инвертированных молекул на луче зрения:  $\Delta n_0 L \geqslant 10^{16}$   $cm^{-2}$ . Число атомов волорода на луче зрения

$$n_{\rm H}L = \Delta n_0 L \frac{n_j}{\Delta n_0} \frac{n_{\rm H2O}}{n_j} \frac{n_{\rm H2O}}{n_{\rm H2O}}$$
.

Отношение  $n_{\rm H}/n_{\rm H_2O}$  не может быть меньше отношения обилий водорода и кислорода [H]/[O], которое для «нормальных» газовых туманностей и звездных атмосфер близко к  $2\cdot 10^3$  <sup>48</sup>. Доля молекул  $\rm H_2O$  на уровне j ( $6_{16}$ ), ( $n_j/n_{\rm H_2O}$ ) при любой вращательной температуре не превышает 0.3 <sup>49</sup>, так что даже при очень высокой относительной инверсии (например, ( $\Delta n_0/n_j$ )  $\sim 0.5$ )  $n_{\rm H}L \geqslant 10^{20}$ . Длина пути усиления L, во всяком случае, не может быть существенно больше  $10^{16}$   $c_{\rm M}$  — характерного расстояния между мазерными конденсациями с разными лучевыми скоростями на интерферометрической карте W49- $\rm H_2O$  (см. рис. 4), откуда следует, что  $n_{\rm H}$  заведомо превышает  $10^4$   $c_{\rm M}$  <sup>-3</sup>. Если же длина пути усиления сравнима с наблюдаемыми поперечниками конденсаций  $d \sim 10^{13}$   $c_{\rm M}$  \*), нижняя граница плотности сильно возрастает:  $n_{\rm H} \geqslant 10^7$   $c_{\rm M}$  <sup>-3</sup>.

В случае насыщенного мазера с большим коэффициентом усиления излучением подложки и спонтанным излучением молекул можно пренебречь. Тогда из формул (4) и (11)  $\Delta n_0 L = 4k\Omega T_B\Delta v/\lambda^2 hvW_p$ . Учитывая, что во всех предлагавшихся моделях накачки источников  $H_2O$   $W_p$  не превышает  $\sim 1$  се $\kappa^{-1}$  (см. следующий раздел), получаем  $\Delta n_0 L \geqslant 10^{20}\Omega$  см $^{-2}$ . Следовательно, требуемая плотность для насыщенного мазера оказывается такой же, как для ненасыщенного, лишь при сильной направленности излучения  $\Omega \leqslant 10^{-4}$  стер. Если же насыщенный мазер изотропен ( $\Omega \sim 1$ ), плотность не может быть меньше  $10^8$  см $^{-3}$  при  $L \leqslant 10^{16}$  см и меньше  $10^{11}$  см $^{-3}$  при  $L \sim 10^{13}$  см.

<sup>\*)</sup> Близкая к этому оценка длины пути усиления следует также из отмеченной в работе  $^{30}$  быстрой переменности источника  $H_2O$  W49. Наблюдавшемуся времени сильного изменения интенсивности  $\tau \sim 5$  мин соответствует «световая длина»  $l = c\tau \sim 10^{13}$  см.

Аналогичные оценки нижней границы плотности для источников ОН дают значения на 2—3 порядка меньшие.

Верхнюю границу плотности можно оценить по наблюдаемым ширинам линий. Столкновительное уширение линий грубо равно средней частоте соударений:  $\Delta v_c \sim n \ [v\sigma]_{\rm cp} \ (n-$ концентрация газа, v-тепловая скорость частиц,  $\sigma-$  эффективное сечение столкновения). При ожидаемых в мазерных источниках кинетических температурах  $T_{\rm K}\sim 100-1000\ ^{\circ}{\rm K}$ ,  $\Delta v_c \sim 10^{-10}\ n_n$  для столкновений с нейтральными атомами и молекулами ( $\sigma_n \sim 10^{-15}-10^{-16}\ cm^2-$  газокинетическое сечение) и  $\Delta v_c \sim 10^{-7}\ n_e$  для столкновений с электронами ( $\sigma_e \sim 10^{-13}-10^{-14}\ cm^2$  50). Наблюдаемым ширинам линий  $\Delta v \sim 10^5\ eu$  ( $H_2{\rm O}$ ) и  $\Delta v \sim 10^3\ eu$  (OH) соответствуют максимальные концентрации  $n_n \sim 10^{15}\ cm^{-3},\ n_e \sim 10^{12}\ cm^{-3}$  ( $H_2{\rm O}$ ) и  $n_n \sim 10^{13}\ cm^{-3},\ n_e \sim 10^{10}\ cm^{-3}$  (OH). Возможное сужение линий из-за ненасыщенного экспоненциального усиления не должно изменить порядок этих величин, так как при требуемых инкрементах усиления линия не может быть суже́на более, чем в 5—6 раз (см. п. 3 гл. II). Полученные величины можно считать поэтому надежной верхней границей плотности газа в мазерных источниках.

Менее строгая, однако физически обоснованная верхняя граница плотности следует из анализа предлагавшихся моделей накачки (п. 2 гл. II). Существенным звеном почти всех моделей является свободная каскадная дезактивация вращательно-возбужденных молекул. Среднее время жизни возбужденного вращательного уровня до спонтанного распада  $t_{\rm Bp} \sim 0.1-1~ce\kappa$ ; следовательно, при концентрациях  $n_n \gtrsim 10^9-10^{10}~cm^{-3}$  и/или  $n_e \gtrsim 10^6-10^7~cm^{-3}$  столкновения будут уже существенно мешать каскадным переходам, и накачка станет невозможной.

Сопоставляя полученные оценки, можно сделать вывод, что плотности мазерных источников весьма велики: вероятнее всего, они близки к  $10^8$ —  $10^9$  см<sup>-3</sup>. Это значительно больше, чем в плотных межзвездных облаках ( $10^3$ — $10^4$  см<sup>-3</sup>), но меньше, чем в атмосферах звезд ( $10^{15}$ — $10^{17}$  см<sup>-3</sup>).

Таким образом, как по размерам, так и по плотности вещества компактные источники мазерного излучения занимают некоторое промежуточное положение между плотными межзвездными облаками газа и звездами.

- 2. Механизмы накачки мазера. С тех пор как была установлена мазерная природа источников ОН (1966 г.), основные усилия в теоретических работах направлены на выяснение тех неравновесных процессов, которые обеспечивают инверсию населенностей энергетических уровней молекул в космических условиях. Следует признать, что проблема эта до сих пор окончательно не решена. Было предложено около десятка различных моделей накачки для источников ОН и несколько моделей для источников  $H_2O$ . Некоторые модели были дискредитированы последующими наблюдениями или более точными расчетами, другие более или менее успешно объясняют наблюдаемые свойства источников отдельных классов. Мы рассмотрим здесь несколько моделей, которые представляются наиболее удачными. Обсуждению моделей накачки предпослано краткое описание энергетических спектров молекул ОН и  $H_2O$ .
- а) Спектры молекул ОН u  $H_2$ О. Энергетический спектр радикала ОН (рис. 6)  $^{51-53}$  определяется наличием в его электронной оболочке опного неспаренного электропа. В основном электронно-колебательном состоянии  $^2$ П (v=0) имеются две лесенки вращательных уровней  $^2$ П $_{3/2}$  и  $^2$ П $_{1/2}$ , соответствующие двум возможным ориентациям проекции спина неспаренного электрона на ось молекулы (тонкое расщепление). Каждый вращательный уровень расщеплен на два (+, -), что соответствует двум

возможным ориентациям проекции орбитального момента песпаренного электрона на ось молекулы ( $\Lambda$ -удвоение). Компоненты  $\Lambda$ -дублета имеют несколько различные энергии из-за взаимодействия электронного орбитального момента с моментом вращения ядер. Взаимодействие полного углового момента молекулы (J) со спином протона (I=1/2) приводит к дополнительному (сверхтонкому) расщеплению каждого уровия на две компоненты ( $F=J\pm 1/2$ ). На рис. 6

компоненты ( $F = J \pm 1/2$ ). На рис. 6 указаны четыре дипольных перехода между компонентами сверхтонкой структуры  $\Lambda$ -дублета состояния

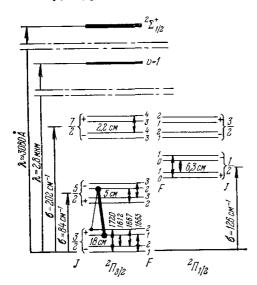


Рис. 6. Энергетический спектр радикала ОН.

Расстояния между компонентами  $\Lambda$ -удвоения и сверхтонкое расщепление уровней сильно преувеличены. Вращательная структура возбужденного колебательного состояния v=1 и колебательно-вращательная структура возбужденного электронного состояния  $2\Sigma_{1/2}^+$  не показаны, чтобы не загромождать рисунок; двойными стрелками отмечены переходы, наблюдавшиеся в межзвездной среде.

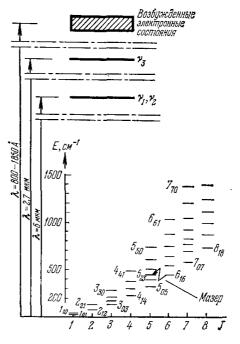


 Рис. 7. Энергетический спектр молекулы H<sub>2</sub>O.
 (См. подпись к рис. 6.)

 $^2\Pi_{3/2}$ , J=3/2, и их частоты (в Meq). Аналогичную структуру имеют и другие вращательные уровни в лесенках  $^2\Pi_{3/2}$  и  $^2\Pi_{1/2}$ ; песколько таких уровней показано на рис. 6. Там же показано первое возбужденное колебательное состояние v=1, вращательные уровни которого связаны с уровнями основного состояния дипольными переходами ( $\lambda\approx2.8$  мкм), и первое возбужденное электронное состояние  $^2\Sigma_{1/2}^+$ , связанное с основным состоянием дипольными переходами вблизи  $\lambda=3080$  Å. Переходы разрешены также между соседними вращательными уровнями; их длины воли попадают в далекую инфракрасную область спектра ( $\lambda\sim10^2$  мкм).

На рис. 7 показан спектр энергетических уровней молекулы  $\rm H_2O$  <sup>54–56</sup>. Эта молекула представляет собой сильно асимметричный волчок (все три главные момента инерции молекулы различны) с постоянным дипольным моментом  $\mu = 1.884$  дебая <sup>57</sup>, направленным вдоль оси среднего момента инерции. Каждый вращательный уровень асимметричного волчка описывается квантовым числом J полного момента количества движения и двумя псевдоквантовыми числами  $K_{-1}$  и  $K_{+1}$ , которые соответствуют

квантовому числу *K* проекции полного момента на ось симметрии молекулы типа симметричного волчка. Мазерное излучение возникает при переходах между уровнями 6<sub>16</sub> и 5<sub>23</sub> основного электронно-колебательного состояния.

Присутствие в молекуле  $H_2O$  двух одинаковых ядер водорода с не равным нулю спином обусловливает существование двух типов вращательных уровней (орто- и парауровни), переходы между которыми строго запрещены даже при столкновениях, так что можно говорить о двух различных модификациях водяного пара: орто- $H_2O$  и пара- $H_2O$  (54, стр. 66—67). Сигнальные уровни  $6_{16}$  и  $5_{23}$  принадлежат орто- $H_2O$ , и на рис. 7 показаны уровни только этой модификации воды.

Молекула может совершать дипольные переходы между вращательными уровнями (далекая инфракрасная область спектра) с правилами отбора  $\Delta J=0,\,\pm 1.$  Отдельные вращательные переходы попадают и в радиодиапазон; самый длинноволновый из них  $6_{16}-5_{23}$ . Наиболее интенсивны переходы с небольшим изменением чисел  $K_{-1}$  и  $K_{+1}$ . Более подробно о правилах отбора для этих чисел см. в  $^{52}$ , стр. 100.

В близкой инфракрасной области спектра наблюдаются три основные вращательно-колебательные полосы  $H_2O$ , соответствующие трем нормальным колебаниям молекулы:  $v_1$  (6 мкм),  $v_2$  (6 мкм) и  $v_3$  (2,7 мкм). Полоса  $v_1$  перекрывается с полосой  $v_2$ , но сильно уступает ей по абсолютной интенсивности (54, стр. 304).

В ультрафиолетовой области спектра в диапазоне 800-1850 Å наблюдается целый ряд полос  $H_2O$ , соответствующих электронным переходам ( $^{55}$ , стр. 597). Самая длинноволновая полоса, 1400-1850 Å, обусловлена фотодиссоциацией молекулы (переход в неустойчивое электронное состояние). Из основного состояния возможны три типа электронных переходов, обозначаемые  $A_1$ ,  $B_1$  и  $B_2$  и соответствующие ориентациям электронного момента перехода вдоль осей среднего, наименьшего и наибольшего моментов инерции молекулы.

б) Paдиационная накачка. Мы видели, что в молекулах ОН и  $\rm H_2O$  разрешены электронные, колебательные и вращательные дипольные переходы, а в молекулах ОН, кроме того, дипольные переходы между компонентами  $\Lambda$ -дублетов. Это означает, что обе молекулы эффективно взаимодействуют с электромагнитным излучением, и можно предположить, что вблизи мощных источников излучения и при достаточно низких плотностях газа населенности энергетических уровней молекул будут контролироваться главным образом процессами поглощения и переизлучения фотонов.

В космических условиях излучение имеет, как правило, неравновесный характер (анизотропия; несоответствие спектрального состава излучения его плотности энергии; концентрация излучения в узких эмиссионных линиях и т. п.). Стационарные населенности уровней, определяемые процессами поглощения и рассеяния такого неравновесного излучения, тоже будут неравновесными, т. е. не будут описываться формулой Больцмана с определенным значением температуры. Вполне возможно, в частности, что населенности двух каких-либо уровней окажутся инвертированными. Такая ситуация будет означать, что реализуется природный мазер с радиационным механизмом накачки.

Наблюдаемая связь ярких источников ОН класса I с областями Н II явилась причиной того, почему одной из первых была рассмотрена возможность ультрафиолетовой накачки этих источников \*) <sup>5, 6</sup>. Уровни состоя-

<sup>\*)</sup> Водород в области Н II ионизован ультрафиолетовым излучением одной или нескольких горячих звезд.

ния  ${}^2\Pi_{3/2}$ , J=3/2, связаны шестью (двадцатью, с учетом сверхтонкой структуры) разрешенными переходами с состоянием  ${}^2\Sigma_{1/2}^+$ . Поглощая ультрафиолетовое излучение в этих линиях (например, от горячей звезды в области Н II), молекулы переходят в состояние  $^2\Sigma_{4/2}^+$ , затем спонтанно, за время  $\sim 10^{-6}$  сек, возвращаются на один из вращательных уровней состояния <sup>2</sup>П и каскадом по вращательным уровням приходят на один из подуровней J=3/2. Часть таких циклов ведет к преимущественному заселению верхней компоненты Л-дублета, т. е. к инверсии, другая часть к аптиинверсии. Расчет показывает, что при малой оптической толще облака в ультрафиолетовых линиях (при числе молекул ОН в столбе единичного поперечного сечения  $n_{\mathrm{OH}}$   $l < 10^{16}$   $cm^{-2}$ )  $\Lambda$ -дублет оказывается инвертированным. Облака большей оптической толщи  $(n_{\text{OH}}l \sim 10^{16} \text{ cm}^{-2})$ поглотят «антиинвертирующее» излучение, пропустив «инвертирующие» кванты, которые в задней части облака обеспечат инверсию Л-дублета. В зависимости от оптической толщи облака и взаимного расположения источника накачки, облака и наблюдателя возможно преобладание любой из главных линий 1665 и 1667 Мгц, а также более слабое излучение в сателлитах, что и наблюдается в различных источниках класса I.

Основной недостаток этого механизма — его малая эффективность. Исходя из очевидного условия, что один ультрафиолетовый квант накачки дает не более одного радиокванта, И. С. Шкловский показал <sup>58, 59</sup>, что для обеспечения наблюдаемого от W 49 потока в линии 1665 *Мгц* требуются ≥10<sup>4</sup> звезд класса О5, тогда как тепловое радиоизлучение от этой области Н II можно объяснить, предположив, что газ в ней ионизируется лишь ~10 такими звездами <sup>60</sup>. К аналогичному выводу пришел Хольтц <sup>61</sup>.

лищь  $\sim$ 10 такими звездами <sup>60</sup>. К аналогичному выводу пришел Хольтц <sup>61</sup>. В 1966 г. Шкловский <sup>37</sup> высказал гипотезу о возможной связи ярких источников ОН с рождающимися звездами (протозвездами), находящимися на стадии гравитационного сжатия из межзвездной среды, и указал, что близкое инфракрасное излучение ( $\lambda \approx 2.8$  мкм), испускаемое при переходах между первым возбужденным и основными колебательными состояниями молекул ОН в центральной, «горячей», области протозвезды, могло бы инвертировать более «холодные» молекулы в периферийных областях. Поглощая это резонансное излучение и переходя в возбужденное колебательное состояние, молекулы за время  $\sim$ 10<sup>-3</sup> сек флуоресцируют в основное колебательное состояние и каскадом по вращательным уровням возвращаются на основной уровень J = 3/2. И. С. Шкловский высказал предположение, что в принципе это могло бы привести к инверсии населенностей компонент  $\Lambda$ -дублета, и показал, что энергетически резонансная инфракрасная накачка способна объяснить наблюдаемое излучение в линиях ОН от яркого источника Орион  $\Lambda$ .

В 1969 г. Литвак <sup>39</sup> выполнил весьма детальное исследование процессов взаимодействия инфракрасного излучения с молекулами ОН. Решающее значение в моделях Литвака имеет учет многократного рассеяния вращательных квантов, излучаемых при переходах в основное состояние из состояний  ${}^2\Pi_{3/2}$ , J=5/2 (волновое число перехода 84 см <sup>-1</sup>), и  ${}^2\Pi_{1/2}$ , J=1/2 (126 см <sup>-1</sup>). При рассеянии этих квантов происходит перенос населенностей между сверхтонкими подуровнями F=1 и F=2 каждой компоненты  $\Lambda$ -дублета, но переноса населенностей между верхней и нижней компонентами  $\Lambda$ -дублета не происходит. Поэтому взаимодействие молекул только с вращательными квантами может привести к инверсии лишь для сателлитов, но не для главных линий (см. ниже о далекой инфракрасной накачке). Если же в облаке рассеивается также поток близких инфракрасных квантов от внешнего источника (например, от инфракрасной звезды с температурой  $\sim 1000$  °K), то при достаточно высокой кинетической температуре газа ( $T_k \sim 1500-2000$  °K) или при эквивалентной дисперсии

и турбулентных скоростей газа могут оказаться инвертированными и переходы, соответствующие главным линиям.

Характер переноса населенностей существенно зависит от того, перекрываются или нет вращательные переходы, связывающие сверхтонкие подуровни данной компоненты  $\Lambda$ -дублета с общим верхним уровнем. Для появления инверсии переходов 1665 и 1667 Мгу как раз необходимо, чтобы такое перекрытие имело место, т. е. чтобы уровни были достаточно расширены. Отсюда требование высокой кинетической температуры или интенсивных крупномасштабных движений газа.

Согласно расчетам Литвака близкая инфракрасная накачка в состоянии обеспечить сильную инверсию для сателлита 1612 *Мгц* и небольшую инверсию для главных линий при антиинверсии для сателлита 1720 *Мгц*. Такая картина как раз наблюдается в источниках ОН класса IIb (гл. 1, п. 2). Излучение одной инфракрасной звезды обеспечивает и энергетику мазера, даже для самого мощного источника класса IIb — NML Лебедя.

Если вблизи облака имеется источник далекого инфракрасного излучения (типа холодной инфракрасной туманности, наблюдавшейся Клейнманом и Лоу в Орионе  $^{62}$ , с температурой  $\sim 80$  °K), то к инверсии для сателлитов может привести процесс рассеяния в облаке вращательных квантов 84 и 126 *см*-1, о чем уже говорилось выше. На возможность такой далекой инфракрасной накачки указал впервые Тёрнер (см. 7); с учетом многократного рассеяния она была рассмотрена Литваком <sup>39</sup>. Перенос населенностей между сверхтонкими подуровнями каждой компоненты А-дублета осуществляется благодаря «сцепленным» линиям. На рис. 6 показана пара таких линий. У обеих линий верхний уровень общий, а нижними уровнями являются два соседних сверхтонких подуровня. Из-за разницы в силах линий кванты в «сцепленных» линиях испытывают в облаке разное число рассеяний. Кванты сильной линии от внешнего источника хуже проникают внутрь облака, поэтому в задней (по отношению к источнику накачки) части облака имеется избыток квантов слабой динии. Поглощая эти кванты, молекулы флуоресцируют чаще с излучением квантов в сильной линии, благодаря чему имеет место перенос населенностей на тот нижний уровень, который соответствует сильной линии. В передней части облака, наоборот, в избытке кванты сильной линии (из-за рассеяния назад) и наблюдается обратная картина — накачка того нижнего уровня, который соответствует слабой линии. Описанный процесс одинаков для обеих компонент Л-дублета (в обоих случаях перенаселяется либо верхний, либо нижний сверхтонкий подуровень), л, как легко сообразить, это может привести либо к инверсии для 1612 Мгц и антиинверсии для 1720 Мгц, либо наоборот — не затрагивая существенно главных линий.

Расчеты Литвака показывают, что накачка излучением в линиях 84 и  $126~cm^{-1}$  особенно хорошо объясняет источники класса IIа (излучающие в линии 1720~Mea). Чтобы обеспечить энергетику самого мощного объекта этого класса W28, достаточно предположить, что источник далекого инфракрасного излучения с температурой  $\sim 100~^\circ \text{K}$  виден из облака под углом  $\pi$  cmep, а мазерное излучение слегка направлено:  $\Omega \approx 0.15~cmep$ .

Как показали недавно Бурдюжа и Варшалович  $^{676}$ , рассеяние в облаке ОН далекого инфракрасного излучения может привести к инверсии и для главных линий. В отличие от квантов 84 и 126 см $^{-1}$ , кванты 188 см $^{-1}$  ( $^2\Pi_{1/2}$ , J=3/2,  $\rightarrow$   $^2\Pi_{3/2}$ , J=3/2) и 289 см $^{-1}$  ( $^2\Pi_{1/2}$ , J=5/2,  $\rightarrow$   $^2\Pi_{3/2}$ , J=3/2), рассеиваясь, дробятся, благодаря чему осуществляется перенос населенностей между уровнями разной четности состояния  $^2\Pi_{3/2}$ ,  $J=\frac{3}{2}$ . При надлежащей оптической толще облака  $(n_{\rm OH}l>2,5\cdot10^{15}$  см $^{-2}$ )

рассеяние этих квантов, несмотря на относительно небольшую вероятность соответствующих переходов, дает заметный вклад в перенос населепностей и может обеспечить не только инверсию переходов 1665 и 1667 Мгц, но и преобладание линии 1665 Мгц в спектре мазерного источника.

При обзоре неба на длинах волн  $\lambda \sim 50-100$  мкм  $^{63}$  вблизи плоскости Галактики обнаружено много источников инфракрасного излучения. В их числе — области Н II, от которых наблюдается излучение ОН класса І. Инфракрасное излучение испускается, по-видимому, пылью, нагретой ультрафиолетовой радиацией соседних горячих звезд  $^{63}$ ,  $^{64}$ . В работе  $^{676}$  показано, что поток инфракрасных квантов в области НІІ достаточно велик, чтобы обеспечить паблюдаемые на Земле потоки мазерных радио-квантов от наиболее мощных источников класса I, при условии, что мазерное излучение достаточно апизотропно:  $\Omega/4\pi \sim 10^{-2}-10^{-4}$ .

Если оптическая толща облака в инфракрасных или ультрафиолетовых линиях невелика, то неравновесность в населенностях эпергетических уровней, в том числе и инверсия населенностей для отдельных переходов, может появиться из-за анизотропии падающих извне и взаимодействующих с молекулами ОН потоков излучения. Спин фотона всегда полностью ориентирован — параллелен или антипараллелен направлению распространения. Поэтому в результате поглощения фотона полный угловой момент молекулы (иногда называемый «спином» молекулы) приобретает определенную ориентацию («спиновая ориентация» 65, 66). Поглощение фотона сопровождается спонтанным каскадом в основное состояние. Совокупность этих двух процессов может привести к резким нарушениям равновесной населенности как магнитных подуровней, так и сверхтонких подуровней Л-дублетов. Радиационная накачка источников ОН, основанная на спиновой ориентации, исследовалась в работах 5 (ультрафиолетовая накачка) и 67а (далская инфракрасная накачка). Нарушение равновесия в населенностях сверхтонких компонент  $\Lambda$ -дублетов приводит к усилению излучения (мазеру) или аномальному поглощению (антиинверсии) в отдельных линиях, а неравновесная населенность магнитных подуровней обусловливает линейную поляризацию излучения.

Необходимо подчеркнуть, что накачка инверсии анизотропным издучением возможна только для оптически тонких облаков. В оптически толстых облаках многократное рассеяние квантов накачки приводит к их быстрой изотропизации, и механизм спиновой ориентации выключает-Для объяснения наблюдаемых потоков излучения источников ОН приходится предполагать поэтому, что область усиления имеет специальную геометрию: сильно вытянутое или плоское облако, большая поверхность которого освещается источником накачки, а мазерное излучение выходит с «торца». В работе 67а показано, однако, что в применении к слабым источникам класса IIa, таким, как Кассиопея A, механизм спиновой ориентации далеким инфракрасным излучением от обычных галактических источников может объяснить как соотношение интенсивностей линий поглощения и излучения, так и линейную поляризацию линий. При этом предполагается, что облако ОН имеет типичные для больших межзвездных облаков плотность и размеры  $(n_{\rm H} \sim 1 \ cm^{-3}, \ d \sim 10 \ nc).$ 

Вскоре после открытия в областях Н II мазерных источников  $H_2O$ , Литвак, развивая идеи И. С. Шкловского, выдвинутые в 1966 г., высказал предположение, что эти источники, как и ассоциирующиеся с ними источники ОН, связаны с протозвездами и указал на возможность пакачки  $H_2O$ -мазера близким резонансным инфракрасным излучением <sup>68</sup>. В процессе гравитационного сжатия протозвезды из газо-пылевого облака воз-

<sup>7</sup> УФН, т. 113, вып. 3

можно формирование нескольких сходящихся к центру ударных волн  $^{68}$ ,  $^{69}$ , за фронтами которых температура и плотность газа сильно возрастают. В модели Литвака излучение накачки испускается нагретым ударной волной слоем протозвезды с температурой  $2000-4000\,^{\circ}$ К, диаметром  $\sim 10^{16}\,$  см. Молекулы  $\rm H_2O$  в этом слое должны излучать достаточно много близких инфракрасных квантов при колебательно-вращательных переходах в полосах  $\rm v_1$ ,  $\rm v_2$  и  $\rm v_3$ . Более «холодные» молекулы дальше за фронтом или перед фронтом волны поглощают эти кванты, затем флуоресцируют в основное колебательное состояние, где совершают цепочку каскадных переходов по вращательным уровням. Подсчитав баланс «инвертирующих» и «антиинвертирующих» циклов переходов, Литвак пришел к выводу, что верхний сигнальный уровень ( $\rm 6_{16}$ ) пополняется чаще, чем нижний ( $\rm 5_{23}$ ), что и обеспечивает необходимую инверсию населенностей.

Более детальный анализ взаимодействия близкого инфракрасного излучения с молекулами  $\rm H_2O^{70}$  (в этом расчете помимо непосредственного обмена населенностями между сигнальными уровнями приближенно учитывался также обмен населенностями между сигнальными уровнями и окружающими их вращательными уровнями) показал, однако, что такое взаимодействие должно приводить, как правило, к антиинверсии перехода  $\rm 6_{16}-5_{23}$ . В работе  $\rm ^{71}$  показано, что столь же маловероятна и ультрафиолетовая накачка  $\rm H_2O$ -мазеров при рассеянии молекулами излучения в электронных полосах.

Следует подчеркнуть, что заведомо исключена накачка наиболее мощных источников Н<sub>2</sub>О инфракрасным или ультрафиолетовым излучением от источников с непрерывным спектром (холодные звезды, инфракрасные звезды и туманности, горячие звезды класса O) 58, 59, 70. Покажем это на примере W49—H<sub>2</sub>O. Совокупность всех конденсаций H<sub>2</sub>O в этом источнике излучает в секунду ~1049 радиоквантов. Это определяет минимальное число квантов накачки, которое должен излучать в секунду источник накачки. Известные объекты, обладающие наибольшей светимостью в инфракрасной области спектра, излучают в секунду не более  $10^{45}$  квантов в одной линии колебательно-вращательного спектра  ${
m H}_2{
m O}$ . Примерно столько же излучает горячая звезда класса О5 в одной линии электронного спектра Н.О. Следовательно, в области, занимаемой источниками  $H_2O$  в W49, радиусом  $\sim 10^{17}$  см, должно быть сосредоточено не менее 104 таких источников с непрерывным спектром. Поскольку каждый из них имеет массу в несколько десятков  $M_{\odot}$  \*), средняя плотность в области расположения мазерных источников оказалась бы неправдоподобно высокой:  $\bar{\rho} \sim 5.10^{-15} \ s/cm^3$ . Согласно современным представлениям о звездообразовании облако с массой  $\sim \! 10^5~M_{\odot}$  должно фрагментировать на звезды гораздо раньше, чем будет сжато до такой высокой средней плотности <sup>72</sup>.

Таким образом, радиационные механизмы накачки в применении к мощным источникам  $H_2\mathrm{O}$  испытывают большие затруднения. Накачка от источников с непрерывным спектром определенно исключена. Возможность накачки резонансным инфракрасным излучением от фронта ударной волны полностью исключить нельзя, хотя, согласно расчетам, выполненным в работе  $^{70}$ , и эта возможность представляется маловероятной.

в) Химические и столкновительные механизмы накачки. В достаточно плотных облаках основным процессом, контролирующим населенности молекулярных уровней, могут стать столкновения молекул с окружаю-

<sup>\*)</sup>  $M_{\odot}=2\cdot 10^{33}$  г — масса Солнца.

щими частинами. Если плотность газа так велика, что столкновительное девозбуждение уровней происходит чаще, чем спонтанное, распределение населенностей приближается к больцмаповскому с температурой, равной кинетической температуре газа. При меньших плотностях в результате конкуренции радиационных и столкновительных переходов устанавливается неравновесное распределение населенностей, в частности, некоторые переходы могут оказаться инвертированными. Если в результате столкновения происходит химическое превращение, так что образуется рабочая молекула (т. е. молекула ОН или Н<sub>2</sub>О) с преимущественным заселением верхнего сигнального уровня, то говорят, что действует «химический» механизм накачки. Пакачку называют «столкновительной», если перенос населенности с нижнего уровня на верхний осуществляется в результате неупругих соударений рабочих молекул с окружающими частицами. Заметим, что принциппальной разницы между химической и столкновительной накачками нет: и та, и другая осуществляются в результате столкновений.

В 1967 г. группа ученых из Беркли — Гвинн, Милликен, Госс и Тёрнер (см.  $^7$ ) — предложили механизм столкновительной (точнее, химической) накачки, который мог бы объяснить существование источников ОН Класса І. Молекулы ОН могут образовываться при столкновительной диссоциации молекул  $H_2O$  атомами Н или протонами с энергией  $E \gtrsim 5.2$  эв:

$$H_2O + H + 5.2 \ \theta\theta \to OH^* + 2H,$$
 (13)

где звездочка означает возбужденное состояние родившейся молекулы. Анализируя процесс разрыва связи Н-ОН, Гвинн с соавторами пришли к выводу, что взаимная ориентация электронного орбитального момента и момента вращения ядер в образовавшейся молекуле OII соответствует верхнему подуровню  $\Lambda$ -дублета для всех уровней в лесенке  $^2\Pi_{3^{\prime}2}$  и для уровней с  $J \gg 9/2$  в лесенке  ${}^2\Pi_{1/2}$ . Только для первых четырех вращательных уровней лесенки  ${}^2\Pi_{1/2}$  эта ориептация соответствует нижнему подуровню А-дублета. При каскадных переходах, в силу существующих правил отбора  $(+ \longleftrightarrow -)$ , молекула с верхиего подуровня  $\Lambda$ -дублета переходит только на верхний, а с нижнего — на нижний. Поэтому (если молекулы не образуются только на нескольких нижайших вращательных уровнях  ${}^2\Pi_{1/2}$ , что, конечно, маловероятно), независимо от деталей распределения молекул по уровням при рождении, в результате каскадов будет заселяться преимущественно верхний подуровень Л-дублета  ${}^2\Pi_{3/2}$ , J=3/2. Кроме того, если существенная часть молекул  ${
m H_2O}$  к моменту разрыва связи находится на основном вращательном уровне  $0_{00}$ , молекулы ОН будут рождаться преимущественно в сверхтопких состояниях F=J=(1/2) на лесенке  ${}^2\Pi_{3/2}$  и F=J+(1/2) на лесенке  ${}^2\Pi_{1/2}$ , что приведет после каскада к преимущественному заселению верхнего уровня перехода 1665~Meu~(F=1), в соответствии с наблюдаемым преобладанием излучения на 1665 Мгц в спектрах источников класса І. Преимущественное усиление линии 1665 Мгц может быть объяснено независимо эффектами многократного рассеяния вращательных квантов в инвертированной области 73.

Недавно Гвини, Тернер, Госс и Блэкман <sup>73</sup> выполнили более подробное исследование «водно-диссоциационного» механизма. Они указали, что помимо реакции (13) к инверсии  $\Lambda$ -дублета  $^2\Pi_{3/2}$ , J=3/2 (а также  $\Lambda$ -дублетов некоторых возбужденных вращательных состояний; см. п. 2,г)), может приводить реакция

$$H_2O + H + 0.69 \text{ se} \rightarrow OH^* + H_2,$$
 (14)

а также столкновительное возбуждение молекул ОН атомами и молекулами водорода:

$$OH + H \rightarrow OH^* + H, \tag{15}$$

$$OH + H_2 \rightarrow OH^* + H_2. \tag{16}$$

Возможность накачки мазера в результате столкновений (15) обсуждалась ранее Гвинном и Таунсом (см.  $^{73}$ ). В процессе столкновения (15) или (16) образуется короткоживущая молекула  $H_2O$ , которая тут же диссоциирует, оставляя ОН в таких же возбужденных состояниях, что и реакции (13) или (14), и так же, как в этих реакциях, каскадная дезактивация молекулы завершает процесс накачки.

В работе 78 предполагается, что необходимые молекулы Н<sub>2</sub>О поставляются ледяными пылинками, из которых, молекулы выбиваются атомами водорода с энергиями порядка нескольких эв. Освободившиеся модекуды Н<sub>2</sub>О «разбиваются» энергичными атомами водорода в соответствии с реакциями (13) или (14). Для эффективного протекания этих процессов нужны высокие плотпости и относительные скорости сталкивающихся частиц. Мощность накачки становится достаточной для объяснения наблюдаемых потоков индуцированного излучения при концентрациях  $n_{
m H} \sim 10^6 -$ 1010 см-3 и кинетических температурах порядка нескольких тысяч градусов (чем выше температура, тем ниже требуемая плотность). При наличии анизотропного потока налетающих частиц высокие относительные скорости будут обеспечены и при низких кинетических температурах; при этом снимаются трудности, связанные с необходимостью объяснить наблюдаемую узость линий. По мнению авторов 73, подходящие условия реализуются либо в межзвездных ударных волнах (например, в ударной волне, бегущей впереди ионизационного фронта, отделяющего расширяющуюся область H II от окружающего нейтрального газа <sup>74-76</sup>), либо в протозвездах. В обоих случаях помимо высокой кинетической температуры  $(T_h \sim 10^3 - 10^4 \, ^{\circ}\mathrm{K})$  возможно существование и анизотропных потоков атомов Н относительно пылинок. Относительное движение атомов и пылинок возникает благодаря их неодинаковой инертности и разницы в силах светового давления, производимого на них источниками излучения (например, центральной, горячей, областью протозвезды).

Обсуждались и другие возможности химической накачки космических мазеров ОН. В механизме, предложенном Соломоном  $^{77}$ , аномальное возбуждение молекул ОН является результатом преассоциации  $^{51}$  атома Н в состоянии  $^2S$  и атома О в состоянии  $^3P$  и последующего каскадного перехода молекулы в основное состояние. На некоторые принципиальные трудности механизма Соломона (в частности, на его недостаточную эффективность) указал Литвак  $^{42}$ .

Молекула ОН может образоваться также при столкновении атома О с атомом H, связанным с космической пылинкой химическими силами 78:

$$O + H (пылинка) \rightarrow OH^* + (пылинка).$$
 (17)

Каскадная дезактивация возбужденного колебательного состояния v=1, куда молекула попадает в результате реакции (17), лежит в основе механизма накачки, предложенного Стечером и Вильямсом <sup>79</sup>.

Джонстон <sup>80</sup> и Тёрнер <sup>7</sup> рассматривали возможность столкновительной накачки молекул ОН направленным потоком заряженных частиц — механизм, аналогичный спиновой ориентации молекул направленным потоком излучения (п.б)).

Вращательные уровни  ${\rm H_2O}$  имеют одну замечательную особенность, которая может стать причиной эффективной химической или столкнови-

тельной накачки мазера на переходе  $6_{16}-5_{23}$  и на некоторых других переходах. Уровень  $6_{16}$  — пижайший в группе уровней J=6 (см. рис. 7), а правилами отбора для нижайшего уровня с данным J разрешеп только один спонтанный переход с большой вероятностью — на нижайший уровень группы J' = J - 1. Если молекула в результате некоторого акта возбуждения оказалась на одном из высоких вращательных уровней, у нес имеется много шансов, совершив каскадный переход, прийти на какой-нибудь нижайший уровень с данным Ј. Дальше она может спускаться только по нижайшим уровням. Это приводит к накоплению молекул на нижайших уровнях, в том числе и на уровне  $6_{16}$ . Уровень же  $5_{23}$ , расположенный в середине группы J=5, таким преимуществом не обладает, и можно ожидать, что при достаточно частых возбуждениях молекул и при условии, что каскадные переходы ничем не прерываются, переход  $6_{16}$ — $5_{23}$  окажется инвертированным.

Р. Хиллс (в неопубликованной работе; см. <sup>7</sup>) и автор <sup>81</sup> независимо указали на это свойство уровней  $6_{16}$  и  $5_{23}$  и предложили использовать его для объяснения накачки космического Н2О-мазера. Решение кинетических уравнений для населенностей уровней  $6_{16}$  и  $5_{23}^{23}$  в показывает, что несмотря на более быстрый спонтанный распад уровня  $6_{16}$  по сравнению с уровнем  $5_{23}$  ( $\Sigma A_{616}=1.3~ce\kappa^{-1},~\Sigma A_{523}=0.77~ce\kappa^{-1}$ ), каскадная пакачка приводит к инверсии перехода  $6_{16}-5_{23},~ecnu$  «температура рождения»  $T_0$ , характеризующая распределение рождающихся молекул по вращательным уровням, превышает  $\sim\!\!350\,^\circ\mathrm{K}.$  С ростом  $T_0$  инверсия населенностей быстро увеличивается и при  $T_0\sim 1000\,^\circ\mathrm{K}$  достигает  $\sim\!\!30\%.$  В работе  $^{81}$  были предложены два возможных механизма возбуждения

высоких вращательных уровней Н2О: экзотермическая реакция

$$H_2 + OH \rightarrow H_2O^* + H + 0.69 \ \mathfrak{ss},$$
 (18)

обратная реакция (14), и выбивание (возбужденных) молекул H<sub>2</sub>O из кристаллической решетки ледяных пылинок быстрыми атомами водорода. Возбуждение молекул Н<sub>2</sub>О возможно и просто в результате их соударений с атомами (молекулами) водорода 7. Все эти механизмы возбуждения в состоянии объяснить наблюдаемые интенсивности излучения наиболее мощных источников  $H_2O$  при плотностях  $n_n \sim 10^9 \ cm^{-3}$  и кинетических температурах в несколько тысяч градусов. Однако, чтобы сбалансировать полную светимость мазерной конденсации в радиоквантах и интегральную мощность накачки при размерах области усиления  $\sim 10^{13} \, cm$ , приходится предполагать, что сигнал распространяется в узком телесном угле  $\Omega \leq 10^{-4} - 10^{-5} \text{ cmep}^{-70}$ .

Вообще, когда речь идет о наиболее мощных источниках ОН и Н.О. предположение о сильной направленности мазерного издучения приходится делать в любых предлагавшихся моделях накачки, если принять, что область усиления имеет характерные размеры  $\sim 10^{13}$  см. Если дальнейшие наблюдения подтвердят короткопериодическую переменность мазерных источников (см. подстрочное примечание на стр. 475), придется либо принять, что излучение космических мазеров весьма остронаправленно, либо делать еще более радикальные допущения.

Одно из таких допущений состоит в том <sup>82</sup>, что обилие водорода и гелия по отношению к кислороду в мазерных облаках апомально низко, а кислород связан в основном в молекулах Н2О и ОН, так что существенная доля массы облака представлена рабочими молекулами (гл. III). Лишь в этом случае при допустимых плотностях  $n_n < 10^{10}$  см<sup>-3</sup> (см. п. 1) полное число рабочих молекул в облаке диаметром  $10^{13}$  см оказывается достаточным, чтобы обеспечить изотропный мазер наблюдаемой иптенсивности. Описанный выше механизм каскадной накачки Н<sub>2</sub>О может

работать и в этих условиях. Возбуждение молекул осуществляется при межмолекулярных соударениях  $^{70}$ .

Упомянем в заключение, недавнюю работу де Йонга  $^{83}$ , в которой выполнен расчет столкновительной накачки  $\rm H_2O$ -мазера вблизи границы молекулярного облака с учетом многократного рассеяния вращательных квантов.

Конкретные объекты, в которых, возможно, реализуются рассмотренные здесь механизмы накачки, обсуждаются подробнее в гл. III.

г) Мазер на возбужденных вращательных уровнях ОН. Анализируя действие различных механизмов накачки для  $\Lambda$ -дублета основного состояния ОН, Литвак, Цуккерман и Диккинсон <sup>84</sup> предсказали возможность попутной накачки мазера для  $\Lambda$ -дублетов некоторых возбужденных вращательных состояний. Примерно тогда же Цуккерман, Палмер, Пенфилд и Лилли <sup>85</sup> открыли в W3 эмиссию на частоте 4765 Mг $\mu$ , соответствующей сателлиту F=1-0  $\Lambda$ -дублета  $^2\Pi_{1/2}$ , J=1/2 (см. рис. 6). В 1968—1970 гг. излучение в этой линии было обнаружено еще от трех источников класса I: W49, Стрелец В2 и NGC 6334  $^{86-88}$ . Во всех источниках замечена корреляция лучевых скоростей отдельных деталей в линиях 4765 и 1720 Mг $\mu$ .

Хотя поток в линии 4765 Mеu, от W3 на два порядка меньше потока в линии 1665 Mеu, а от других источников — еще меньше, излучение имеет, возможно, мазерную природу. Во всяком случае, отсутствие наблюдаемого излучения в главной линии F=1-1 говорит о сильной неравновесности в распределении населенностей подуровней. Излучение во втором сателлите (F=0-1, 4660 Mеu) обнаружили в источнике Стрелец В2 Тэккер, Вилсон и Барретт <sup>88</sup>, но, вероятно, оно генерируется не в той области, где излучение F=1-0, так как лучевые скорости деталей 4765 и 4660 Mеu заметно различаются: +62 и +56 км/сек соответственно.

От источника в W3 зарегистрировано излучение, соответствующее переходам между подуровнями еще двух возбужденных состояний:  ${}^2\Pi_{3/2}$ , J=5/2 (переходы F=3-3 и 2-2 вблизи  $\lambda=5$  см)  ${}^{89}$ ,  ${}^{90}$ , и  ${}^2\Pi_{3/2}$ , J=7/2 (переход F=4-4,  $\lambda=2,2$  см)  ${}^{91}$ . Излучение в различных линиях от W3 наблюдается главным образом в небольшом интервале лучевых скоростей (-43)  $\div$  (-46)  $\kappa m/ce\kappa$ , но детального соответствия между спектрами нет. Возможно, эмиссия от разных  $\Lambda$ -дублетов генерируется в разных областях. Помимо W3, излучение в линии F=3-3 ( ${}^2\Pi_{3/2}$ , J=5/2) наблюдалось в источниках W75N  ${}^{89}$ , NGC 6334 N  ${}^{92}$ ,  ${}^{93}$ , Стрелец В2  ${}^{93}$ , W49 и NML Лебедя  ${}^{93}$ ,  ${}^{94}$ . В NGC 6334 N открыто излучение и в линии F=2-2  ${}^{93}$ .

Интенсивности этих возбужденных линий оказались неожиданно высокими. В W3 линия F=3-3 ( ${}^2\Pi_{3/2},\ J=5/2$ ) лишь в 12 раз уступает по интенсивности яркой детали с той же лучевой скоростью на  $1665\ MeV$ ; другие две линии примерно вдвое слабее. Это говорит о значительном общем возбуждении молекул.

Попытка обнаружить излучение от W3 в других линиях состояния  $^{2}\Pi_{3/2}$ , J=7/2, оказалась безуспешной  $^{91}$ , откуда можно заключить, что компонента F=4-4 превосходит по интенсивности другие сверхтонкие компоненты по крайней мере в 13 раз. Это говорит о сильном отклонении распределения населенностей сверхтонких подуровней от равновесного, поскольку отношение сил линий для сверхтонких компонент этого перехода равно 1:27:35:1. Отношение интенсивностей компонент F=3-3 и 2-2  $\Lambda$ -дублета  $^{2}\Pi_{3/2}$ , J=5/2, тоже значительно отличается от равновесного (2,7 вместо 1,4). На неравновесность условий генерации излучения указывает, кроме того, сильная круговая поляризация многих линий и переменность излучения  $^{93}$ .

Паблюдение эмиссии от возбужденных состояний ОН может служить дополнительным тестом для проверки различных моделей накачки. В п. 2, б) говорилось, что теория инфракрасной накачки хорошо объясняет особенности излучения источников класса II. Эта теория предсказывает попутную накачку мазера на переходе F=1-0  $\Lambda$ -дублета  ${}^2\Pi_{1/2},\ J=1/2,\$ однако весьма тщательные поиски излучения в этой линии от наиболее ярких источников класса II W28 и NML Лебедя не увенчались успехом  ${}^7$ . Многократное рассеяние вращательных квантов — существенный элемент теории инфракрасной накачки, развитой Литваком, — должно попутно приводить к инверсии перехода F=3-2 ( ${}^2\Pi_3$  2, J=5/2)  ${}^{84}$ . Излучение в этой линии также не было обнаружено при обзоре целого ряда источников, зато в W3 наблюдались две «неожиданные» линии: F=3-3 и 2-2.

С другой стороны, «водно-диссоциационный» механизм Гвинна и др. предсказывает инверсию  $\Lambda$ -дублетов в лесенке  $^2\Pi_{3/2}$  и отсутствие инверсии нижних  $\Lambda$ -дублетов в лесенке  $^2\Pi_{1/2}$ . Но именно такая картина наблюдается в W3, и это можно было бы считать серьезным подтверждением «водно-диссоциационной» модели, если бы была уверенность, что излучение в основном состоянии и в возбужденных состояниях генерируется в одной области пространства. Сравнение недавних интерферометрических наблюдений W3 в линии F=3-3 ( $^2\Pi_{3/2}$ , J=5/2) <sup>95</sup> с наблюдениями в линии 1665  $Meq^{32}$  (см. рис. 3) не дает пока что оснований для подобной уверенности, а скорее свидетельствует о том, что излучение в этих линиях возникает в разных областях. Решающее слово принадлежит будущим интерферометрическим наблюдениям.

3. Нелиией ные эффекты. При достаточно больших напряженностях электрического поля сигнала, когда величиной поля нельзя пренебречь по сравнению с внутримолекулярным полем ( $E_{\rm M}\sim 10^9~e^{/c.M}$ ), возможно появление многочисленных эффектов нелинейной оптики  $^{96}$ . На выходе космических мазеров в предположении изотропной эмпесни напряженность поля может достигать  $\sim 1~e/c$ м, что, по-видимому, недостаточно для проявления таких радикальных эффектов, как самофокусировка пучков излучения  $^{43}$ .

Однако целый ряд явлений, связанных с частичным насыщением мазера, вполне могут привести к наблюдаемым последствиям. Анализ формы одиночных линий 7,97 и некоторые косвенные соображения, связаиные с необходимостью объяснить наблюдаемую поляризацию липий (см. п. 3,в)), свидетельствуют о том, что космические мазеры работают в режиме частичного или полного насыщения. В условиях насыщения разность населенностей сигнальных уровней, а значит, и коэффициент усиления мазера начинают зависеть от интенсивности излучения (формула (2)), т. е. усилитель становится нелинейным. Как известно из целинейной оптики, при этом парушается принцип суперпозиции - появляется возможность перекачки энергии от воли одного типа (моды) к волнам другого типа. Излучение какой-нибудь одной моды (частоты, поляризации, направления распространения) может усиливаться, отбирая энергию у других мод, и доминировать в выходящем потоке излучения. Мы рассмотрим здесь три эффекта, которые связаны с такой нелинейностью и которые могут иметь наблюдаемые последствия в космических мазерах.

а) Статистические характеристики сигнала. Поток электромагнитной энергии, приходящий на Землю от обычного астрономического источника излучения (звезда, эмиссионная туманность и т. п.) является результатом огромного числа пезависимых актов излучения, каждый из которых можно считать случайным событием. В соответствии с центральной предельной теоремой теории вероятностей, суммарная напряженность электрического поля волны,  $\xi$ , должна быть при этом случайной величиной, закон распределения которой асимптотически стремится к нормальному (гауссову) при увеличении времени накопления. Отклонения от гауссова распределения должны обнаруживаться лишь при очень малых временах накопления, приближающихся к времени когерентности  $t_{\rm k}=1/\Delta v$ , где  $\Delta v$  — полоса частот сигнала. Даже для наиболее узких космических радиолиний, ширина которых достигает  $\sim 10^3$  су, время когерентности  $t_{\rm k}\sim 10^{-3}$  сек, что на несколько порядков меньше обычных времен накопления.

Учитывая заведомо гауссов характер статистики космических радиосигналов, до сих пор ограничивались изучением только их энергетического спектра, углового распределения и поляризации.

В мазерных источниках условия центральной предельной теоремы могут быть нарушены: благодаря преобладанию индуцированного излучения, отдельные акты излучения уже нельзя считать независимыми. Теоретический анализ и эксперименты с лабораторными лазерами показывают, что если, помимо когерентности индивидуальных излучателей, усиливающая среда обладает нелинейными свойствами (связанными, например, с насыщением), то на выходе усилителя могут наблюдаться самые разнообразные отклонения статистики сигнала от гауссовой  $^{98}$ . Обнаружение негауссова характера сигнала от источников ОН и  $\rm H_2O$  явилось бы веским подтверждением их мазерной природы, а характер отклонений от нормального распределения принес бы определенную информацию об условиях работы космического мазера.

Функция распределения случайной величины § может быть описана с помощью ее начальных моментов различных порядков <sup>99</sup>:

$$\mu_k = M(\xi^k); \tag{19}$$

здесь М — символ математического ожидания. Гауссово распределение полностью характеризуется моментами первого и второго порядков (математическим ожиданием и дисперсией). Для выявления «негауссовости» сигнала нужно сравнивать его моменты порядка выше второго с соответствующими моментами нормального распределения. Критерием негауссовости может служить, например, эксцесс функции распределения:

$$\varepsilon = \frac{\mu_4}{\mu_3^2} - 3. \tag{20}$$

Для нормального распределения  $\varepsilon_{\text{H}}=0,$  для синусоидального сигнала  $\varepsilon_{\sin}=-1,5.$ 

Первые исследования статистики сигнала от нескольких наиболее ярких источников ОН, выполненные в СССР (с участием французских ученых) и в США в 1971—1972 гг.  $^{98,\ 100}$ , не выявили заметных эксцессов в функциях распределения сигналов. Точность, достигнутая в этих работах, позволяет утверждать, что в исследованных источниках |  $\epsilon$  |  $\leqslant$  0,05. Если представить себе, что действительный сигнал есть смесь гауссова шума с когерентным квазисинусоидальным сигналом, то доля последнего по мощности составляет  $^{101}$ 

$$p_{\sin} = \sqrt{\frac{|\varepsilon|}{|\varepsilon_{\sin}|}} = 0.82 \sqrt{|\varepsilon|} \leqslant 0.2.$$
 (21)

Таким образом, в этих первых исследованиях не было обнаружено отклонений статистики сигналов источников ОН от гауссовой.

Эти результаты, разумеется, не противоречат гипотезе о мазерной природе источников ОН. Они скорее указывают либо на то, что в этих

источниках не выполняются весьма специфические условия, необходимые для появления негауссовой статистики (малое число пространственных мод, определенная степень насыщения и т. п.  $^{101}$ ), либо на то, что некоторый процесс приводит к гауссизации сигнала уже после выхода его из источника. Таким процессом может быть рассеяние сигнала на неоднородностях электронной плотности в зонах Н II, связанных с мазерными источниками, или в общей межзвездной среде  $^{98}$ . Если обусловленная рассеянием разница в путях распространения лучей от дсточника до наблюдателя сравнивается с корреляционной длиной ( $l_{\rm K} \sim c l_{\rm K} \sim 10^7$  см при ширине линий  $\sim 1$  кгу), то в приемнике происходит сложение некоррелированных сигналов, и статистика такой смеси должна быть гауссовой. Небольшие отклонения от нормального распределения сигналов, приходящих от источников ОН, могут быть обнаружены в будущих более точных экспериментах. Планируются исследования статистики сигналов и от источников  $H_2$ О.

б) Уширение линий. Проблема уширения линий в космических мазерных источниках рассматривались в работах  $^{102-105}$ . Задача решается элементарно для ненасыщенного усилителя. В этом случае интенсивность нарастает экспоненциально с расстоянием, и по причине значительно большего усиления в центре линии, чем по краям, по мере усиления происходит сужение линии. Если на вход мазера поступает сигнал с непрерывным спектром (например, тепловое радиоизлучение от области Н II), то ширина линии на выходе  $\Delta v$  оказывается в  $\tau_m^{1/2}$  раз меньше допплеровской ширины коэффициента усиления,  $\Delta v_D$ . При усилении спонтанного излучения самих рабочих молекул  $\Delta v/\Delta v_D = (1 + \tau_m)^{1/2}$   $^{103}$ .

Сложнее обстоит дело при появлении насыщения. Время жизни сигнальных уровней, а значит, и их уширение существению зависят теперь от интенсивности сигнала. Результирующий профиль линии и ее ширина определяются, кроме того, соотношением однородного и неоднородного уширений уровней до насыщения и статистическими свойствами сигнала. В предположении гауссовой статистики, используя метод матрицы плотности, Литвак <sup>103</sup> вычислил профили линий для двух случаев: 1) умеренное насыщение, когда коэффициент вероятности индуцированного перехода  $W_m(\mathbf{v})$  меньше полуширины частотного профиля сигнала  $\delta \mathbf{v}$ , для  $|\mathbf{v}-\mathbf{v}_0| \leqslant \delta \mathbf{v}$  и 2) очень сильное насыщение, когда  $W_m(\mathbf{v}) \gg \delta \mathbf{v}$ . Результирующая ширина линии рассчитывалась как для однородного, так и для неоднородного уширения профиля коэффициента усиления. В космических мазерах допплеровское (неоднородное) уширение, вероятно, сильно превосходит обусловленное столкновениями и радиационным однородное уширение (см., однако, конец, этого раздела). В этом случае согласно расчетам Литвака при умеренном насыщении

$$\frac{\Delta v}{\Delta v_D} \approx \left[\tau_m - \tau_s - \ln\left(1 + \tau_m - \tau_s\right) + 2\right]^{1/2} \frac{1}{\tau_m^{1/2}},$$
 (22)

где  $\tau_s$  — оптическая толща, при которой интенсивность возрастает настолько, что становятся заметными эффекты насыщения. Из формулы (22) видно, что при  $\tau_m \to \infty$   $\Delta v \to \Delta v_D$ . При очень сильном насыщении

$$\Delta v \approx \frac{\left[\Gamma_{ij}^2 + 2\Gamma_{ij}W_m(v_0)\right]^{1/2}}{2\pi \left[\ln (I/I_0)\right]^{1/2}},$$
 (23)

где  $\Gamma_{ij}$  — среднее значение коэффициента вероятности столкновительной и/или радиационной релаксации для верхнего и нижнего уровней.

Основной недостаток теории Литвака в том, что она дает решение лишь для двух частных случаев — умеренного и очень сильного насыщения, оставляя все промежуточные случаи без ответа. Попробуем сделать

некоторые оценки для источников OH и  $H_2O$ . Коэффициент вероятности индуцированного перехода в центре линии

$$W_m(\mathbf{v}_0) = \frac{\Omega}{4\pi} \frac{kT_B(\mathbf{v}_0)}{h\mathbf{v}_0} A_{ij}$$
 (24)

при изотропном излучении достигает  $\sim 3\cdot 10^6~ce\kappa^{-1}$  для наиболее яркой детали в W49-H<sub>2</sub>O ( $T_B\sim 10^{15}$  °K). В обоих случаях это значительно больше частотной полосы сигнала ( $\delta v_{\rm H_2O}\approx 5\cdot 10^4~ce\kappa^{-1}$  и  $\delta v_{\rm OH}\approx 2\cdot 10^3~ce\kappa^{-1}$  для указанных деталей), так что можно попытаться воспользоваться решением (23). Величина  $\Gamma_{ij}$ , определяемая накачкой или столкновениями, во всех предлагавшихся моделях накачки не превосходит  $\sim 10^{-2}~ce\kappa^{-1}$  для источников ОН и  $\sim 1~ce\kappa^{-1}$  для источников  $H_2$ O. Подставляя это в (23) и учитывая, что  $\sqrt{\ln{(I/I_0)}}$  для наиболее ярких источников близок к 5 (гл. II, п. 1), получим  $\Delta v_{\rm H_2O}\sim 10^2~ce\kappa^{-1}$  и  $\Delta v_{\rm OH}\sim 1~ce\kappa^{-1}$ . Эти значения слишком малы по сравнению с наблюдаемыми ширинами линий; значит, даже в изотропном случае величина  $W_m$  ( $v_0$ ) в источниках ОН и  $H_2$ O недостаточно велика, чтобы можно было использовать решение (23), т. е. здесь реализуется как раз тот промежуточный случай, который не охватывается теорией Литвака.

Если мазер достаточно анизотропен ( $\Omega/4\pi < 10^{-2}$ ), справедливо решение (22): наблюдаемые линии сужены по сравнению с допплеровским контуром коэффициента усиления в 1—5 раз, в зависимости от степени насыщения.

Иной подход к вопросу об уширении линий в мощных источниках предложил В. И. Слыш 105. Уширение сигнальных уровней индуцированными переходами при насыщении можно рассматривать как результат эффекта Штарка в резонансном поле излучения <sup>52, 106, 107</sup>. В достаточно слабом поле, когда штарковское уширение  $\Delta v_{S} = \mid \mu_{ij} \mid E_{0}/h$  ( $\mid \mu_{ij} \mid$ матричный элемент дипольного момента перехода,  $E_0$  — амплитуда электрического поля сигнала) меньше частотной полосы сигнала бу, результирующая ширина линии примерно равна коэффициенту вероятности индуцированного перехода:  $\Delta v \approx W_m \ (v_0), \$ и линия имеет лоренцовский профиль. В сильном поле ( $\Delta v_S \gg \delta v$ ) появляются сателлиты, ширина и форма которых зависят от статистических характеристик сигнала. Количество сателлитов определяется типом перехода. В самом простом случае имеется слегка уширенная центральная линия и два сателлита вблизи частот  $v = v_0 \pm \Delta v_s$ . В работе 105 показано, что в космических мазерных источниках в принципе возможно не только значительное штарковское уширение основной линии (яркие источники ОН), но и появление сателлитов (яркие источники  $H_2O$ ). Эти эффекты ожидаются в случае изотропного мазера. Если они не будут подтверждены дальнейшими наблюдениями, это может означать, что в действительности излучение космических мазеров анизотропно.

Весьма важно, что уширение линий частыми индуцированными переходами является однородным. При изотропном излучении в наиболее мощных источниках ОН это однородное уширение может достигать  $\sim 10^3 \ ev$ , что, как мы увидим в следующем пункте, может иметь решающее значение для появления поляризации линий.

в) Поляризация излучения. Несколько механизмов, предлагавшихся для объяснения сильной поляризации линий ОН, можно разделить на две группы: 1) без привлечения магнитного поля; 2) с привлечением магнитного поля.

В случае нулевых или достаточно слабых магнитных полей, когда зеемановское расщепление линии значительно меньше ее однородной

ширины, мазер на определенных переходах и в надлежащих условиях насыщения может стать неустойчивым по отношению к круговой поляризации. Та циркулярно поляризованная мода, которая случайно оказалась более сильной, подавляет противоположно поляризованную моду, и излучение на выходе мазера оказывается циркулярпо поляризованным. Это предсказание нелинейной оптики подтверждается опытами с лабораторными лазерами 108, 109 и было использовано Хиром и Сеттлзом 102 для объяснения поляризации космического радиоизлучения ОН.

Существенным моментом механизма Хира — Сеттлза является требование достаточно малого зеемановского расщепления. Последнее будет меньше однородной ширины линии  $\Gamma$ , если напряженность магнитного поля  $H \leqslant 10^{-6}\Gamma^{110-112}$ . Если описанные в предыдущем разделе эффекты уширения линий несущественны и  $\Gamma$  определяется только столкновениями и накачкой, то H должно быть меньше  $10^{-8}$  э. Магнитные поля, наблюдаемые в межзвездных облаках, имеют значительно большую напряженность:  $H \sim 10^{-6}-10^{-4}$  э  $^{113}$ . В протозвездах напряженность поля должна быть еще выше, так как первоначальное поле дозвездного облака здесь усилено вследствие сжатия поля вместо с частично ионизованным газом (условие «вмороженности» силовых линий). Эта трудность теории Хира — Сеттлза устраняется, если в мазерных источниках линии заметно уширены полем индуцированного излучения. Как указывалось в п. 3,6), в изотропном случае  $\Gamma$  может достигать тогда  $\sim 10^3$  гу, и требования к напряженности магнитного поля спльно смягчаются:  $H \sim 10^{-3}$  э — величина, представляющаяся уже вполне реальной  $^{105}$ .

Недавно Ридбек и др. 94, сопоставив спектры источников W3 (OH), NGC6334N и W75N, полученные в линиях А-дублетов основного и возбужденных вращательных состояний, пришли к выводу, что во всех этих источниках имеет место зеемановское расщепление линий в поле  $\sim 6 \cdot 10^{-3}$  s; см. также  $^{93}$ . Поле несколько меньшей напряженности требуется в механизме возникновения поляризации, предложенном Литваком 112. Суть этого механизма в следующем. При распространении сигнала в замагниченной плазме, когда зеемановское расщепление сравнимо с допилеровской шириной линии ( $H \sim 10^{-3}$  з), возможен распад высокочастотной зеемановской моды на сумму низкочастотной моды и электронной гирочастотной водны. Так происходит конверсия одной зеемановской моды в другую, благодаря чему излучение на выходе мазера оказывается поляризованным. Литвак весьма подробно разработал этот механизм «параметрической конверсии» зеемановских мод и пытался объяснить им циркулярную поляризацию линий ОН. Однако впоследствии Голдрейх и Кван 114 показали, что в расчетах Литвака величина параметрического коэффициента усиления была сильно переоценена, так что, по-видимому, механизм этот в условиях космического мазера недостаточно эффективен.

Делались также попытки объяснить наблюдаемую циркулярную поляризацию без привлечения нелинейных свойств усиливающей среды 2, 115-118. В работе 117 указывалось, например, что эффект Зеемана в среде с градиентами скорости и магнитного поля может привести к преимущественному усилению в некотором направлении одной о-компоненты, в результате чего выходящее излучение окажется циркулярно поляризованным. Псходя из аналогичных представлений, И. С. Шкловский 118 успешно объяснил особенности циркулярной поляризации линий ОН, излучаемых отдельными субисточниками в W3.

В модели Шкловского мазерное излучение генерируется в верхних слоях протозвезды (рис. 8). Инвертированная область усиливает радиоизлучение близко расположенной компактной области Н II. Предположив, что магнитное поле протозвезды совпадает по направлению с вектором линейной скорости ее осевого вращения, а величина поля растет с глубиной \*), Шкловский показал, что излучение, приходящее от двух противоположных краев протозвезды, будет циркулярно поляризовано, причем с одинаковыми знаками вращения (см. рис. 8). Именно так поляризовано излучение, приходящее от близко расположенных «двойных» конденсаций в W3 (см. гл. I, п. 3). В модели Шкловского эти источники интерпретируются, таким образом, как яркие пятна на диске одной протозвезды.

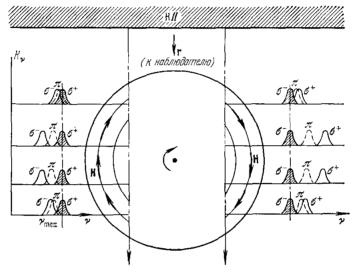


Рис. 8. Возникновение круговой поляризации мазерного излучения в протозвезде 118. Слева — усиливается компонента  $\sigma^+ (= m^-, \, \text{так как } \mathbf{H} \uparrow \downarrow \mathbf{r}), \, \text{справа}$  — усиливается компонента  $\sigma^- (= m^-, \, \text{так как } \mathbf{H} \uparrow \uparrow \mathbf{r}).$ 

Как выше уже упоминалось, линейная поляризация излучения в линиях OH и  $H_2O$  может быть понята на основе представлений о спиновой ориентации активных молекул анизотропными потоками излучения или частиц (гл. II, п. 2).

Заметим, что объяснение поляризации излучения — одна из самых трудных проблем в теории космических мазеров. По сути дела, ни одна из описанных здесь моделей не дает исчернывающей интерпретации всех наблюдаемых особенностей поляризации, хотя отдельные существенные стороны явления и объясняются в рамках каждой модели.

4. Причины переменности источников ОН сразу же после их открытия, и было установлено, что характерное время этих вариаций — месяцы или недели. Особенно сильным непостоянством отличаются некоторые источники  $H_2O$ . Специальные наблюдения ряда источников  $H_2O$ , выполненные Салливаном <sup>13</sup> показали, что помимо интенсивности излучения изменениям подвержены также лучевые скорости центров линий, ширины линий и степень их асимметрии. У поляризованных деталей в источниках ОН отмечались вариации параметров Стокса <sup>119</sup>.

<sup>\*)</sup> Плотность протозвезды растет с глубиной. Как следствие «вмороженности» магнитных силовых линий в плазму, в том же направлении должна возрастать напряженность магнитного поля.

Попытки объяснить переменность мазерных источников предпринимались в работах <sup>13, 49</sup> и в неопубликованной работе Р. Хиллса (см. <sup>7, 120</sup>).

У. Салливан в  $^{13}$  не останавливается подробно на интерпретации вариаций интенсивности, отмечая лишь, что они могут объясняться вариациями мощности накачки или эффективной длины пути усиления. Дрейф лучевой скорости линий в источниках  $\rm H_2O$  Салливан объясияет возможными вариациями относительной интенсивности компонент сверхтонкой структуры перехода  $\rm 6_{16}-5_{23}$ , расстояния между которыми соизмеримы с наблюдаемой шириной линий (рис. 9).

Хиллс (см. <sup>7, 120</sup>) впервые предложил конкретный механизм, который мог бы объяснить вариации интенсивности мазерного излучения H<sub>2</sub>O. Он исходит из модели столкновительной накачки, описанной в гл. I,

п. 2,в). Пока мезар не работает или сигнал еще слаб, в процессе накачки при каскадных переходах с верхних уровней образуется много квантов  $6_{16}$ — $5_{05}$  и  $5_{05}$ — $4_{14}$ (см. рис. 7), которые испытывают многократное рассеяние и накапливаются в облаке. По мере нарастания сигнала пополнение этих кваптов уменьшается, так как все чаще молекулы с уровня  $6_{16}$  переходят не на  $5_{05}$ , а на  $5_{23}$  в результате индуцированного излучения. Однако к этому времени в области уже накопилось много квантов  $6_{16}$ — $5_{05}$  и  $5_{05}$ — $4_{14}$ , при

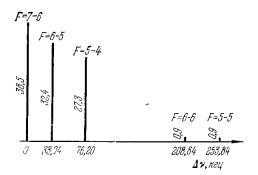


Рис. 9. Сверхтонкая структура перехода  $6_{16}--5_{2,3}$   $\rm H_2O^{121}.$ 

поглощении которых молекулы «забрасываются» на уровень  $6_{16}$ , что увеличивает скорость накачки. По мере дальнейшего «выгорания» квантов  $6_{16}-5_{05}$  и  $5_{05}-4_{14}$  сигнал начинает убывать, однако при этом восстанавливается путь рождения этих квантов (каскад  $6_{16}-5_{05}-4_{14}$ ), они вновь начинают накапливаться, и весь процесс повторяется. Накопление квантов  $4_{14}-5_{05}$  и  $5_{05}-6_{16}$  может также осуществляться не в той области, где мазер в данный момент активен. Затем в эту область приходит излучение из активной области и «выжигает» запас этих квантов. Таким образом, из-за многократного рассеяния и накопления квантов  $4_{14}-5_{05}$  и  $5_{05}-6_{16}$  накачка сначала концентрируется во времени или в пространстве, а затем быстро «выгорает», что и обусловливает вариации интенсивности. Количественно этот механизм не исследован.

Другая возможная причина вариаций интенсивности липий, их лучевой скорости и степени асимметрии заключается в следующем <sup>49</sup>. Если поток индуцированного излучения вблизи выхода космического мазерного усилителя становится достаточно большим, то испускаемые при индуцированных переходах кванты могут оказать заметное динамическое воздействие на инвертированные молекулы (эффект «отдачи» при излучении), а через них — на весь газ в данной области. Газ приходит в движение, и возникающие при этом газодинамические эффекты могут привести к существенному изменению условий накачки, а следовательно, степени инверсии и коэффициента усиления мазера. Кроме того, как показано в работе <sup>49</sup>, при ненасыщенном усилении «отрицательное» лучевое давление, вызванное эффектом отдачи, сообщает газу в разных точках мазерного усилителя разное ускорение, из-за чего появляется меняющийся во времени градиент скорости вдоль направления распрострапения сигнала. Слой газа единичной оптической толщи на выходе мазера (в котором

генерируется существенная часть выходящих квантов), приобретая все большую скорость по отношению к предыдущим слоям, начинает все меньше усиливать приходящее из них излучение, так как допплеровский контур его коэффициента усиления уходит все дальше в крыло поступающей из предыдущих слоев линии. Ясно, что помимо варпаций интенсивности это может приводить к вариациям лучевой скорости центра линии, а также к изменениям ее профиля.

Расчеты, выполненные в <sup>49</sup>, показывают, что вариации с характерным временем порядка месяца в источниках ОН и Н2О ожидаются при  $\Omega T_B \sim 10^{17} \, {}^{\circ}{
m K} \cdot cmep$ , если отношение [O]/[H] имеет «нормальное значение»  $5 \cdot 10^{-4}$  48. Наблюдаемым угловым размером ярких конденсаций в случае изотропного излучения соответствует  $\Omega T_B \sim 10^{16} \, {}^{\circ}{
m K} \, imes$ и  $\Omega T_B \sim 10^{13} \, ^{\circ} \mathrm{K} \cdot cmep$  (W3-OH). Однако  $\times$  cmep (W49-H<sub>2</sub>O) ствительные угловые размеры мазерных конденсаций могут быть меньше наблюдаемых (a яркостные температуры соответственно больше), поскольку рассеяние радиоволн на неоднородностях плазмы или на волнах плазменной турбулентности в областях Н II может приводить к сильному размыванию изображений источников <sup>33, 43, 40, 122</sup>. Если к тому же отношение [О]/[Н] в зоне усиления аномально велико (см. гл. III, п. 3), эффективность ускорения газа отрицательным лучевым давлением может быть выше на несколько порядков, и тогда описанный выше механизм может объяснить даже очень быстрые вариации интенсивности, отмеченные в  $^{30}$ .

Интересно, что эффекты, связанные с отрицательным давлением мазерного излучения, накладывают принципиальное ограничение на мощность излучения космических мазеров  $^{123}$ . В самом деле, определенное выше характерное время изменения интенсивности, связанное с этими эффектами, является также и характерным временем жизни мазера с данным значением  $\Omega \cdot T_B$ . За такое время слой единичной оптической толщи на выходе мазера приобретает скорость, сравнимую с шириной линии, и практически перестает усиливать поступающее в него излучение. Если наблюдаемая переменность мазерных источников с характерным временем порядка месяца действительно объясняется эффектами отрицательного давления излучения, это означает, что мощность излучения на выходе этих источников уже достигает естественного предела для мазера с таким временем жизни.

Необычайная яркость мазерных источников позволяет наблюдать их на небольших антеннах с достаточно простой аппаратурой. Учитывая большую информативность данных о переменности, представляется целесообразным проведение уже в настоящее время непрерывного слежения за избранными источниками. Только так можно получить надежные данные о короткопериодической переменности, представляющей наибольший интерес.

## ии. космические мазеры и космогония

Впервые предположение о связи мазерных источников с протозвездами было высказано И. С. Шкловским. В работе <sup>37</sup> он привел ряд аргументов в пользу этого предположения и указал конкретный механизм, который мог бы обеспечить накачку мазера, если последний локализован во внешних слоях протозвезды на стадии гравитационного сжатия (см. гл. II, п. 2,6). В работах <sup>116, 118, 124</sup> эта модель получила дальнейшее развитие. В частности, было показано, что она естественно объясняет особенности циркулярной поляризации линий ОН в W3 (гл. II, п. 3,в)). Идея И. С. Шкловского была поддержана другими авторами <sup>68, 125</sup>.

1. Связь компактных источников ОН и  $\rm H_2O$  собластями звездообразования. В цитированных работах был указан ряд фактов, свидетельствующих о возможной связи мазерных источников с местами активного звездообразования. Перечислим те факты, которые в настоящее время кажутся наиболее убедительными.

Прежде всего многие мазерные источники ассоцируются с мощными галактическими областями HII, свечение которых возбуждается очень горячими молодыми звездами. В 1967 г. Мецгер и др. 60, 126, проанализировав особенности радиоспектров некоторых обширных областей Н II, пришли к заключению, что в эти зоны должны быть «вкраплены» компактные ионизованные области с электровной плотностью, на несколько порядков превышающей среднюю. Было высказано предположение, что каждая такая компактиая область представляет собой очень молодую область Н II вокруг недавно родившейся горячей звезды. В дальпейшем, методом апертурного синтеза, обеспечивающим достаточно высокое пространственное разрешение, удалось пепосредственно пронаблюдать компактные области Н II, определить их характеристики и координаты 17 \*). Типичные размеры этих образований 0,1—1 пс, электронная плотность —  $10^4 - 10^5$  см -3.

Оказалось, что многие мазерные источники ассоциируются именно с этими компактными областями — совпадают с ними с точностью до ощибок измерения координат, которые соизмеримы с физическими размерами самих компактных областей H II. Связь эта несомненна, пока не ясно лишь, где точно локализуются мазерные источники — внутри области H II или непосредственно за ее границей. Теоретические расчеты эволюции компактных областей H II, а также некоторые их наблюдаемые особенности приводят к оценке возраста этих образований  $\sim 10^4$  дет  $^{17,\ 128,\ 129}$ . Таким образом, компактные области H II действительно являются указателями «только что» родившихся горячих звезд, и ассоциирующиеся с ними мазерные молекулярные источники должны быть как-то связаны с процессом звездообразования.

Многие исследователи полагают, что инфракрасные звезды, обнаруживающие мазерное излучение в линиях ОН и  $\rm H_2O$ , в отличие от источников, связанных с областями  $\rm H$  II, являются старыми, далеко проэволюционировавшими звездами  $^{19, 36}$ . В пользу этой гипотезы говорят искоторые спектроскопические особенности инфракрасных звезд  $^{18}$ . Дэйвис. Машедер и Бут  $^{12}$  подвергли сомнению эту точку зрения и привели интересный аргумент в пользу молодости объекта NML Лебедя: расчетный угловой момент вращающейся «мазерной» оболочки NML Лебедя (см. гл. I, п. 3) получается слишком большим для старого объекта, прошедшего стадию главной последовательности звезд. Если же предположить, что оболочка является остатком протозвездного облака после формирования звезды, большой угловой момент естественно объясняется. Заметим, однако, что сам расчет углового момента в работе  $^{12}$  является слишком приближенным, чтобы протозвездную природу NML Лебедя можно было считать окончательно доказанной.

Источники ОН класса IIа, наблюдаемые в направлении остатков сверхновых, также могут быть связаны с процессом звездообразования. Так, согласно С. А. Пустильнику 130 эти источники локализованы в плотных газо-пылевых конденсациях (глобулах), пересекаемых ударной волной, которая распространяется в газе, окружающем сверхновую после взрыва. Сами глобулы наблюдаются в виде компактных черных

<sup>\*)</sup> Единичные компактные области Н II наблюдались непосредственно и ран $\mathfrak{e}_{126,\ 127.}$ 

пятен на фоне ярких эмиссионных туманностей, вероятно, гравитационно неустойчивы и некоторыми авторами считаются зародышами протозвезд <sup>131</sup>.

Таким образом, есть все основания считать, что некоторые типы источников OH и  $H_2O$  сопутствуют процессу звездообразования.

2. Динамическая неустойчивость источников ков. Примечательной особенностью многих мазерных источников является широкий наблюдаемый интервал лучевых скоростей. В источниках  $H_2O$  W51 (OH) и W3 (G133,7 $\pm$ 1,2) диапазон лучевых скоростей составляет  $\approx 60~\kappa m/c^{-132}$ . В W49 ( $H_2O$ ) спектральные детали прослеживаются в интервале около 340  $\kappa m/ce\kappa^{-13}$ ,  $^{133}$ ,  $^{134}$  (см. рис. 2). Эмиссия ОН от W49 также занимает интервал  $\sim 100~\kappa m/ce\kappa^{-135}$ . Как уже говорилось,

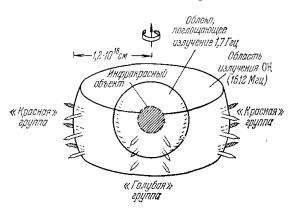


Рис. 10. Модель NML Лебедя <sup>12</sup>. В пентре ИК бъекта находится сверхгигант класса М.

расстояние между «красной» и «голубой» группами деталей в источниках ОН класса Пb достигает 40—50 км/сек.

В работе 72 показано, что при стодь высокой дисперсии скоростей система источников H<sub>2</sub>O в W49 тэжом быть динамически устойчива (т. е. не может совершать финитное движение около центра масс), независимо от предположений о том, чем являются отдельные конденсации - массивпротозвездами ными легкими газовыми облаками в окрестностях массивного

тела (протозвезды, молодой звезды и т. п.). Система этих источников распадается с характерным временем  $\sim 1000$  лет, т. е. причина ускорения источников появилась в космогоническом масштабе времени «только что».

Если отдельные конденсации являются протозвездами, их инфинитное движение может быть результатом только взрыва некоторого сверхилотного дозвездного тела <sup>136</sup> — концепция звездообразования, не разделяемая большинством исследователей. Альтернативная возможность, обсуждавшаяся в <sup>72</sup>, состоит в том, что мазерные конденсации представляют собой легкие. плотные газовые облака, окружающие молодую горячую звезду или протозвезду и разгоняемые до высоких скоростей давлением излучения или потока частиц («звездного ветра»), испускаемого центральным телом. В окрестностях горячей звезды мыслим, кроме того, специфический «реактивный» механизм разгона, связанный с ионизацией газового облака ультрафиолетовым излучением звезды <sup>72</sup>, <sup>137</sup>, <sup>138</sup>.

Если в W49-H<sub>2</sub>O картина легких «мазерных» облаков, окружающих массивную звезду (протозвезду) — лишь более или менее обоснованное предположение, то в NML Лебедя-ОН такая картина прямо подтверждается интерферометрическими наблюдениями (гл. І, п. 3 и рис. 5). На рис. 10 схематически изображена модель NML Лебедя, предложенная авторами работы <sup>12</sup> для объяснения наблюдаемых особенностей излучения. Плотная пылевая оболочка радиусом ~ 10<sup>15</sup> см окружает холодный красный гигант и переизлучает его видимое и близкое инфракрасное излучение в более длинповолновой области, создавая феномен «инфракрасной звезды». Менее плотное, сплющенное газо-пылевое облако с впешним

радпусом  $\sim 10^{16}$  см содержит очаги мазерного излучения ОН и  $\rm H_2O$ . Это облако, которое мы видим почти с ребра, вращается со скоростью 5 км/сек на периферии и расширяется со скоростью около 40 км/сек. Детали «голубой» группы в спектре излучения ОН формируются в ближней к нам части облака, движущейся на нас. Боковые части облака, движущиеся перпендикулярно к лучу зрения, ответственны за излучение «краспой» группы деталей; их лучевая скорость совпадает, естественно, с лучевой скоростью звезды. Отсутствие видимого излучения в линии 1612 Mey от задней, удаляющейся, части облака авторы объясняют поглощением в центральных плотных частях облака при свободпо-свободных переходах электронов в поле протонов. В этой модели, однако, следует ожидать плавного перехода от «голубых» деталей к «краспым» на интерферометрической карте. Вряд ли такая модель в состоянии объяснить, почему конденсации +23,3 и -23,2 км/сек на карте расположены рядом (см. рис. 5).

Для объяснения наблюдаемого совпадения лучевых скоростей «красных» деталей и атмосферных линий поглощения звезды (гл. І, п. 2) предлагалась также модель, в которой сверхзвуковой поток газа с поверхности звезды при столкновении с покоящимся газом оболочки образует ударную волну <sup>22, 139</sup>. Накачка мазера (например, резонансная инфракрасная пакачка) возможна как перед фронтом волны, в покоящемся газе, так и за фронтом, где газ движется от звезды. Соседство деталей с сильно различающимися скоростями на интерферометрической карте в этой модели естественно объясняется наличием разрыва скорости на ударном фронте. Однако в предложенном виде эта модель не объясняет, почему локализованные в покоящемся газе «красные» конденсации наблюдаются только снаружи от «голубых».

Независимо от того, как будут разрешены в дальнейшем эти трудности (см., например, модель, предложенную в  $^{140}$ ), можно считать надежно установленным, что система конденсаций ОН в NML Лебедя, так же как и система конденсаций  $H_2O$  в W49, дипамически неустойчива — конденсации разлетаются от своих центральных тел в межзвездное пространство.

Таким образом, можно предположить, что компактные мазерные источники связаны с потерей массы некоторыми звездообразными объектами. Явление истечения вещества с поверхности звезд высокой светимости известно давно (см. обзор <sup>141</sup>). Звездный ветер обнаружен как у относительно молодых объектов (горячие звезды спектральных классов О-В), так и у заведомо старых (сверхгиганты класса М, ядра планетарных туманностей). Однако мазерное излучение в линиях ОН и Н<sub>2</sub>О не является обязательным спутником этого процесса: оно, например, не наблюдается в планетарных туманностях. Возможно, условия для накачки мазера появляются лишь в тех случаях, когда звезда (протозвезда), начинающая терять массу, окружена достаточно плотной газо-пылевой оболочкой. При столкновении мощного звездного ветра с покоящимся газом образуется ударная волна, за фронтом которой температура и плотность газа сильно возрастают, что способствует оживлению процессов образовапия п разрушения молекул, а также химической или столкновительной накачке мазера. Интенсивное возбуждение и высвечивание молекул в резонансных линиях может стать источником радиационной накачки (гл. II, п. 2).

3. Протозвезды или протопланеты? Аргументы, перечисленные в п. 1, почти не оставляют сомнений в том. что компактные мазерные источники (по крайней мере те из них, которые наблюдаются в областях Н ІІ) каким-то образом связаны с процессом рождения

<sup>8</sup> мфн, т. 113, вып. 3

звезд. Наблюдения мазерных источников могут принести ценную информацию о физических условиях в областях их локализации. Анализируя спектр, интерферометрические карты, возможные процессы накачки мазера и характер распространения сигнала в космическом усилителе, можно получить данные о плотности, температуре, напряженности магнитного поля, степени ионизации, химическом составе, пространственной структуре, дисперсии скоростей в районе локализации источников. Первостепенную важность приобретает поэтому вопрос: какую область протозвездной конфигурации мы «видим» благодаря мазерному излучению молекул?

Анализ условий (плотности, температуры), необходимых для возбуждения мазера, показывает, что это должны быть либо внешние слои самой протозвезды  $^{37, 68, 118, 125}$ , либо подходящие газо-пылевые образования в ее окрестностях  $^{72, 82}$ . В пользу второй точки зрения, помимо указаний на разлет мазерных конденсаций в W49-H $_2$ O и NML Лебедя-OH, говорит следующее обстоятельство.

Как выше уже упоминалось, все предлагавшиеся модели накачки сталкиваются с серьезными энергетическими трудностями при попытке объяснить излучение наиболее мощных источников. Чтобы сбалансировать светимость мазерной конденсации в радиоквантах с полной мощностью накачки, обычно предполагают, что мазер сильно анизотропен:  $\Omega \leq 10^{-4}$ —  $-10^{-5}$ . Хотя в принципе такую сильную направленность излучения нельзя исключить полностью, представление об изотропном мазере кажется менее искусственным. В случае же изотродного мазера постаточно непринужденно объяснить наблюдения можно, лишь предположив, что область усиления сильно обеднена водородом и гелием:  $[O]/[H, He] \gg 1^{82}$  (см. гл. II, п. 2,в)). Хорошо известный пример объектов с таким аномальным химсоставом — планеты земной группы и кометы Солнечной системы. В 1951 г. И. С. Шкловский показал <sup>142</sup>, что термическая диссипация не могла за космогонические сроки обеспечить ускользание легких элементов (Н, Не) из прото-Земли с первоначально нормальным космическим обилием элементов. Очевидно, Земля формировалась из среды с уже аномальным химсоставом. Данные по органическим веществам, найденным в метеоритах, также говорят о том, что в эпоху их образования имел место относительный дефицит водорода <sup>143</sup>. Не останавливаясь на возможных механизмах сепарации элементов в космических облаках (см., например, 82), подчеркнем, что согласно этим данным обеднение легкими элементами газо-пылевых конденсаций в окрестностях протозвезд каким-то образом происходит. Возможность столь радикальной сепарации тяжелых и легких элементов в самих протозвездах менее очевидна (иначе наблюдались бы и звезды с таким аномальным химсоставом). Можно предположить поэтому, что мазерные источники связаны не с протозвездами, а с теми остатками газо-пылевой материи в окрестностях протозвезды, из которых формируются планеты и кометы. Наиболее плотные и массивные сгустки этой материи успевают сжаться в планеты раньше, чем звездный ветер или лучевое дазление протозвезды «выдуют» их в межзвездное пространство. Менсе массивные и более разреженные конденсации разгоняются до высоких скоростей и покидают сферу притяжения звезды. Вполне может быть, что, продолжая сжиматься, они образуют планеты, лишенные родительской звезды. Нельзя даже исключить возможность зарождения жизни на такой «блуждающей» планете 144, возможность, обсуждавшуюся еще Шепли 145.

Изложенная точка зрения на природу компактных источников ОН и  ${\rm H_2O}$  нуждается в более строгом обосновании и, разумеется, не предполагает, что все такие источники непременно должны быть связаны с про-

топланетами или вообще с рождением звезд и планетных систем. В частности, источники, ассоциирующиеся с инфракрасными звездами, могут быть, как раз наоборот, свидетелями «преклопного» возраста звезды.

### ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Проблема интерпретации компактных источников радиоизлучения ОН и Н<sub>2</sub>О пока далека от окончательного решения. Однако совокупность паблюдательных данных и теоретический анализ позволяют уже теперь сделать некоторые общие заключения о природе этих интересных объектов. Резюмируя все изложенное выше, можно высказать утверждение. что компактные галактические источники, излучающие в радиолиниях ОН и Н.О. представляют собой сравнительно небольшие, плотные газо-пылевые конденсации с планетными массами, паходящиеся в окрестностях либо очень молодых звезд, либо, наоборот, очень старых звезд. Эти конденсации активируются излучением центральной звезды (протозвезды) или ее звездным ветром таким образом, что в них постоянно поддерживается инверсия населенностей некоторых молекулярных уровней эпергин и излучение, соответствующее переходам между такими уровнями. усиливается мазерным механизмом до очень высоких интенсивностей. Промежуточным звеном в процессе активации (накачки) являются, вероятно, ударные водны, формирующиеся в мазерных конденсациях в результате давления звездного ветра или излучения звезды (протозвезды). Конкретно, инверсия населенностей может быть результатом активизации химических и столкновительных процессов в ударной волне, сопровождаемых радиационным девозбуждением молекул и многократным рассеянием излученных квантов.

Остановимся в заключение на некоторых наблюдениях, представляющихся в настоящее время особенно полезными для выяснения природы компактных галактических мазеров.

Заманчиво попытаться обнаружить мазерные эффекты в космических объектах, природа которых нам хорошо известна, например, в кометах. Это внесло бы существенную ясность в попимание процессов, приводящих к появлению в космических условиях обширных областей с инверсной населенностью энергетических уровней. В атмосфере кометы физические условия (плотность, химсостав, температура) в широких пределах изменяются от ядра к периферии, и в некоторой области они могут оказаться благоприятными для накачки мазера в какой-нибудь линии  $^{82, 146, 147}$ . Предварительный анализ показывает, что в кометах могут действовать механизмы накачки, обеспечивающие мазерное излучение в линиях ОН и  $^{12}$ О, обнаружимое современными средствами наблюдений, особенно в случае молодых комет и при прохождении комет по диску Солнца.

Весьма желательно определение пространственного расположения «высокоскоростных» деталей спектра  $H_2O$  в W49 по отношению к основной группе деталей. Это позволило бы окончательно решить вопрос о характере движения конденсаций (финитное или инфинитное).

Очень ценную информацию о размерах зоны усиления и протекающих в ней процессах могут принести дальнейшие наблюдения переменности мазерных источников. Наибольший интерес представляет короткопериодическая переменность. Для выяснения характера переменности необходимо организовать непрерывное слежение за избранными источниками.

Представляется рациональным проведение полного быстрого обзора неба на частотах мазерных переходов ОН и  $\rm H_2O$ . До сих пор поиск излучения в линиях ОН и  $\rm H_2O$  ограпичивался лишь некоторыми пекулярными (особыми) объектами: яркие области Н II, инфракрасные звезды и т. п.

В работе 123 показано, что при двухмесячном полном обзоре неба с 5-метровой антенной и относительно несложной аппаратурой могут быть открыты все мазерные источники ОН и Н2О, сравнимые по плотности потока с напболее яркими из наблюдавшихся.

Много интересных результатов принесет освоение наблюдателями субмиллиметрового диапазона длин волн. Анализ механизмов накачки источников  $H_2O$  показывает, что помимо наблюдавшегося уже перехода  $6_{16} - 5_{23}$  инвертированными могут оказаться и некоторые другие переходы, в частности  $3_{13}$ — $2_{20}$  (1,63 мм) и  $5_{15}$ — $4_{22}$  (0,92 мм)  $^{148}$ . Обнаружение излучения в новых линиях позволило бы глубже понять природу неравновесных процессов в мазерных источниках.

Открытие естественных космических мазеров — выдающееся достижение наблюдательной астрофизики 60-х годов, которое по значимости (и, увы, по сложности возникающих проблем) можно сравнить с открытиями квазаров и пульсаров. Нет сомнений в том, что дальнейшее изучение космических мазерных источников существенно обогатит наши представления о физических процессах в межзвездной среде, а возможно, и приоткроет, наконец, завесу над древней тайной рождения звезд и планет.

Автор глубоко признателен И. С. Шкловскому, стимулировавшему написание настоящего обзора и сделавшему много ценных замечаний при чтении рукописи, а также В. И. Слышу и Г. М. Рудницкому за полезное обсуждение многих затронутых здесь вопросов.

Астрономический совет АН СССР

### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

  1. H. Weaver et al., Nature 208, 29 (1965).
  2. S. Weinreb et al., ibid., p. 440.
  3. A. C. Cheung et al., ibid. 221, 626 (1969).
  4. R. X. McGee et al., ibid. 208, 1194 (1965).
  5. F. Perkins, T. Gold, E. E. Salpeter, Astrophys. J. 145, 361 (1966).
  6. M. Litvak et al., Phys. Rev. Lett. 17, 821 (1966).
  7. B. E. Turner, J. Roy. Astron. Soc. Canada 64, 221, 282 (1970).
  8. B. E. Turner, C. E. Heiles, Astrophys. J. 170, 453 (1971).
  9. P. Palmer et al., ibid. 156, L147 (1969).
  10. L. E. Snyder et al., Phys. Rev. Lett. 22, 679 (1969).
  11. B. E. Turner, cfophur «Highlights of Astronomy», Ed. C. de Jager, 1971, p. 378.
  12. R. D. Davies, et al., Nature (Phys. Sci.) 237, 21 (1972).
  13. W. T. Sullivan III, Astrophys. J. 166, 321 (1971).
  14. B. E. Turner, Astron. J. 73, S120 (1968).
  15. J. A. Ball, D. H. Staelin, Astrophys. J. 153, L44 (1968).
  16. C. G. Wynn-Williams, ibid. 151, 397 (1971).
  17. C. G. Wynn-Williams, ibid. 151, 397 (1971).
  18. R. Hills, M. A. Janssen et al., Astrophys. J. 175, L59 (1972).
  19. A. R. Hylandet al., Astron. and Astrophys. J. 175, L59 (1972).
  20. P. R. Schwartz, A. H. Barrett, Bull. AAS 2, 343 (1970).
  21. K. P. Bechisetal., ibid. 3, 380 (1971).
  22. D. F. Dickinson, K. P. Bechis, A. H. Barrett, Astrophys. J. 180, 831 (1973). 831 (1973).
- 23.a)B. È. Turner, ibid. 157, 103 (1969); 6) W. M. Goss, L. E. B. Johansson,
- 25.a) B. E. Turner, 1010. 131, 103 (1909); 0) W. M. Goss, L. E. B. Johansson, J. Ellder et al., Astron. and Astrophys. 28, 89 (1973).
  24.a) D. K. Milne, T. L. Wilson, ibid. 10, 220 (1971); 6) B. J. Robinson, W. M. Goss, R. N. Manchester, Proc. Astron. Soc. Austr. 1, 211 (1969); 6) R. N. Manchester, W. M. Go'ss, B. J. Robinson, ibid., p. 212; 2) M. I. Pastchenko, V. I. Slysh, Astron. and Astrophys. (1974).
  25. B. J. Robinson, J. L. Caswell, W. M. Goss, Astrophys. Lett. 7, 163 (1974).
- (1971).
- 26. Nguen Quang Rieu et al., Astron. and Astrophys. 14, 154 (1971).
- 27. J. L. Caswell, et al., Astrophys. Lett. 9, 61 (1971); K. J. Lo, P. Kenneth, Astrophys. J. 185, 471 (1973).

```
28. D. F. Dickinson, B. E. Turner, Astrophys. Lett. 11, 1 (1972).
29. В. F. Burke, Phys. Today 22(7), 54 (1969) (см. перевод: УФН 101, 537 (1970)). 30. Б. Ф. Берк п др., Астрон. ж. 49, 465 (1972). 31. В. F. Burke et al., Bull. AAS 3, 468 (1971).
32. J. M. M or a n et al., Astrophys. J. 152, L97 (1968).
33. K. J. Johnston et al., ibid. 166, L21 (1971).
34. N. H. Dieter, ibid. 150, 435 (1967).
35. J. M. Moran et al., Astron. J. 73, S27 (1968).
36. W. J. Wilson, A. H. Barrett, J. M. Moran, Astrophys. J. 160, 545 (1970).
37. И. С. III кловский, Астрон. цпрк., № 372, 1 (1966).
38. А. Н. Ваггеtt, Science 157, 881 (1967).
39. M. M. Litvak, Astrophys. J. 156, 471 (1969).
40. Е. Л. Клочан, В. С. Стрельницкий, В. М. Томозов, Астрон. ж. 51,
       354 (1974).
41. Т. Gold, сборник «Interstellar Ionized Hydrogen», Ed.Y. Terzian, N. Y. —
       Amsterdam, Benjamin, 1968, p. 747.
42. M. M. L i t v a k, ibid., p. 713.
43. M. M. Litvak, Astrophys. J. 170, 71 (1971).
44. P. Goldreich, D. A. Keeley, ibid. 174, 517 (1972).
45. В. С. Летохов, Письма ЖЭТФ 4, 477 (1966).
46. Р. В. Амбарцумян п др., ЖЭТФ 58, 441 (1970).
47. В. С. Летохов, Астрон. ж. 49, 737 (1972).
48. Л. Аллер, Распространенность химических элементов, М., ИЛ, 1963.
49. В. С. Стрельпицкий, Астрон. ж. 49, 649 (1972).
50. W. M. G o s s, G. B. F i e l d, Astrophys. J. 151, 177 (1968).
51. Г. Гер пбер г. Спектры и строение двухатомных молекул, М., ИЛ, 1949.
52. Ч. Таунс, А. Шавлов, Радиоспектроскопия, М.,, ИЛ, 1959.
53. G. C. Dousmanis, T. M. Sanders, C. H. Townes, Phys. Rev. 100, 1735

(1955); G. Ehrenstein, C. H. Townes M. J. Stevenson, Phys. Rev. Lett. 3, 40 (1959).
54. Г. Герцберг, Колебательные и вращательные спектры многоатомных моле-

кул, М., ИЛ, 1949.
55. Г.: Герцберг, Электронные спектры и строение многоатомных молекул,
      М., «Мир», 1969.
56. W. S. Benedict et al., J. Res. NBS 49, 91 (1952).
57. М. Lichtenstein et al., J. Mol. Spectr. 20, 391 (1966).
58. И. С. III кловский, Астрон. цирк., № 424 (1967).
59. И. С. III кловский, Земия и Вселенная, № 1, 32 (1967).
60. P. G. Mezger et al., Astrophys. J. 150, 807 (1967).
61. J. Z. Holtz, ibid. 153, L117 (1968).
62. D. E. Kleinmann, F. J. Low, ibid. 149, L1 (1967).
63. W. F. Hoffmann et al., ibid. 170, L89 (1971).
64. F. J. Low, H. H. Aumann, ibid. 162, L79 (1970).
65. Д. А. Вар шалович, Астрон. ж. 42, 557 (1965).
66. Д. А. Вар шалович, УФН 101, 369 (1970).
67. В. В. Бурдюжа, Д. А. Варшалович, Астроп. ж. а) 49, 727 (1972); б) 50,
      481 (1973).
68. M. M. Litvak, Science 165, 855 (1969).
69. R. B. Larson, Mon. Not. RAS 145, 271 (1969).
70. В. С. Стрельницкий, Астрон. ж. 50, 1133 (1973).
71. В. С. Стрельницкий, А. Ф. Юкин, Астрон. цирк., № 714, 1 (1972). 72. В. С. Стрельницкий, Р. А. Сюняев, Астрон. ж. 49, 704 (1972). 73. W. D. Gwinn, B. E. Turner et al., Astrophys. J. 179, 789 (1973). 74. W. G. Mathews, ibid. 142, 1120 (1965).
75. B. M. Lasker, ibid. 143, 700 (1966).
76. P. O. V andervoort, ibid. 146, 104. 77. P. M. Solomon, Nature 217, 334 (1968).
78. T. P. Stecher, D. A. Williams, Astrophys. J. 146, 88 (1966). 79. T. P. Stecher, D. A. Williams, Nature 219, 1138 (1968). 80. I. D. Johnston, Astrophys. J. 150, 33 (1967).
81. В. С. Стрельницкий, Астрон. цирк, № 609, 1 (1971).

    V. S. Strelnitsky, R. A. Sunjaev, D. A. Varshalovich, Comm. Astrophys. and Space Phys. 4, 155 (1972).
    T. de Jong, Astron. and Astrophys. 26, 297 (1973).

84. M. M. Litvak et al. Astrophys. J. 156, 875 (1969).

85. B. Zuckerman et al., ibid. 153, L69 (1968).
86. B. Zuckerman et al., Astrophys. Lett. 3, 97 (1969).
87. B. Zuckermann, P. Palmer, Astrophys. J. 159, L197 (1970).
88. D. L. Thacker, W. J. Wilson, A. H. Barrett, ibid. 161, L191.
```

89. J. L. Yen, et al., ibid. 156, L27 (1969).

```
90. O. E. H. R y d b e c k et al., ibid. 161, L25 (1970). 91. B. E. T u r n e r et al., ibid. 160, L125.
  92. F. F. G a r d n e r et al., Astrophys. Lett. 7, 51 (1970).
93. B. Z u c k e r m a n et al., Astrophys. J. 177, 59 (1972).
94. O. E. H. R y d b c c k et al., Mém. Soc. Roy. Sci. Liège, sér. VI, 3, 507 (1972).
95. S. H. K n o w l e s et al., Astrophys. J. 180, L117 (1973).
  96. Н. Бломберген, Нелинейная оптика, М., ИЛ, 1966.
  97. B. E. Turner et al., Astron. and Astrophys. 4, 165 (1970). 98. N. J. Evans II., et al., Phys. Rev. A6, 1643 (1972).
99. Б. В. Гнеденко, Курс теории вероятностей, М., «Наука», 1965.
100. М. И. Пащенко, Г. М. Рудницкий, В. И. Слыш, Р. Филлит,
Астроп. цирк., № 626 (1971).
101. Г. М. Рудницкий, Канд. диссертация (ГАИШ, 1973).
102. С. V. Heer, R. A. Settls, J. Mol. Spectr. 23, 448 (1967).
 103. M. M. L i t v a k, Phys. Rev. A2, 2107 (1970).
 104. G. I. Peters, L. Allen, Astrophys. J. 176, L23 (1972).
104. G. I. Feters, L. Allen, Astrophys. J. 176, L25 (1912).
105. V. I. Slysh, Astrophys. Lett. 14, 213 (1973).
106. S. H. Autler, C. H. Townes, Phys. Rev. 100, 703 (1955).
107. C. R. Stroud, Jr., ibid. A3, 1044 (1971).
108. C. V. Heer, R. D. Graft, ibid. A140, 1088 (1965).
109. W. Culshau, J. Kannelaud, ibid. 145, 257 (1966).
 110. H. E. R a d f o r d, ibid. 122, 114 (1961).
 111. H. E. R a d f o r d, ibid. 126, 1035 (1962).
 112. M. M. L i t v a k, ibid. A2, 937 (1970).
 113. Дж. Л. Верскер, сборник «Космическая газодинамика», М., «Мир», 1972,
        стр. 175.
114. P. Goldreich, J. Y. Kwan, Astrophys. J. 176, 345 (1972).
115. R. D. Davies, C. de Jager, G. Verschuur, Nature 209, 974 (1965).
116. И. С. Шкловский, Вестн. Моск. ун-та, сер. III (Физика. Астрономия),
        \mathbb{N}_{2} 5, 56 (1967).
117. A. H. Cook, Nature 211, 503 (1966)
        И. С. Шкловский, Астрон. ж. 46, 3 (1969).
119. B. J. Robinson et al., Astrophys. Lett. 7, 79 (1970).
120. B. E. Turner, Publ. Astr. Soc. Pacific 82, 996 (1970).
121. Q. Q. B luyssen et al., Phys. Lett. A24, 482 (1967). 122. L. T. Little, Astrophys. Lett. 13, 115 (1973).
123. Г. М. Рудницкий, В. С. Стрельницкий, Астрон. ж. 49, 1323 (1972)
124. И. С. Шкловский, Астрон. цирк, № 424, 5 (1967).
125. Р. G. Mezger, B. J. Robinson, Nature 220, 1107 (1968).
126. Р. G. Mezger et al., Astrophys. J. 150, L157 (1967).
127. M. Ryle, D. Downes, ibid. 148, L17.
128. W. G. Mathews, ibid. 144, 206 (1966); 147, 965 (1967); 157, 583 (1969).
129. K. D a v i d s o n, Astrophys. and Space Sci. 6, 422 (1970).
130. С. А. Пустильник, Астрофиз. псслед. (Изв. САО) 6 (1974).
131. В. J. Вок, С. S. Сог dwell, R. H. Сго mwell, сборник «Dark Nebulae, Globules and Protostars», Ed. B. T. Lynds, Tucson, Univ. Arisona Press, 1971.
132. M. L. Meeks et al., Science 165, 180 (1969).
133. S. H. Knowles et al., ibid. 166, 221.
134. D. Buhl et al., Astrophys J. 158, L97 (1969).
135. М. И. Пащенко, Астрон. цирк, № 721, 3 (1972).
136. В. А. Амбарцумян, Проблемы эволюции Вселенной, Ереван, Изд-во АН Арм. ССР, 1968.
137. J. H. O o r t, L. S p i t z e r, Astrophys. J. 121, 6 (1955). 138. F. D. K a h n, Bull. Astr. Soc. Nether. 12, 187 (1954).
139. M. M. Litvak, Bull. AAS 2, 206 (1970).
140. S. B. Pikel'ner, V. S. Strel'nitsky, Comm. Astrophys. and Space Phys.
        (1974).
141. С. Р. Потташ, сборник «Космическая газодинамика», М., «Мир», 1972.
142. И. С. Шкловский, ДАН СССР 76, 193 (1951).
143. M. H. Studier, R. Hayatsu, E. Anders, Science 149, 1455 (1965).
144. Л. М. Мухин, В. С. Стрельницкий, Препринт ИКИ № 131, Москва,

 X. Шепли, Звезды и люди, М., ИЛ, 1962.

146. Д. А. Варшалович, Проблемы косм. физ., вып. 4, 54 (1969).
147. В. С. Стрельницкий, Астрон. цирк., № 805 (1973).
148. И. К. Шмелд, Астрон. ж. 51 (1974).
```