

УДК: 524.74

ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В ОН МЕГАМАЗЕРНЫХ ГАЛАКТИКАХ

Р.А.КАНДАЛЯН

Поступила 1 июля 2003

Принята к печати 27 августа 2003

Ожидаемая рентгеновская светимость мегамазерных галактик ОН занимает область между 22.5 и 24.5 эрг $\text{с}^{-1} \text{Гц}^{-1}$, со средним значением 23.6 эрг $\text{с}^{-1} \text{Гц}^{-1}$. Эта область светимостей характерна для галактик с активными ядрами и галактик с активным звездообразованием. Рентгеновский нагрев ($\Gamma_x \sim 10^{-22} - 10^{-18}$ эрг с^{-1}) и столкновительная накачка могут быть ответственными за мазерное излучение в мегамазерных галактиках.

1. *Введение.* Мегамазерное излучение гидроксила обнаружено среди мощных инфракрасных галактик. Основными особенностями мегамазерных галактик являются: а) галактики с мегамазерным излучением богаты молекулярным газом ($M_{\text{H}_2} \sim 5 \cdot 10^{10} M_{\odot}$) и имеют высокую инфракрасную светимость ($L_{\text{fir}} \sim 10^{10} - 10^{13} L_{\odot}$), б) галактики с мегамазерным излучением имеют либо активное ядро, либо высокую степень активности звездообразования в центральной части галактики. Активное ядро и активное звездообразование могут производить радио, инфракрасное и рентгеновское излучения. Оба источника энергии могут существовать в одной и той же галактике. Однако только на основе качественного анализа можно заключить, какой источник энергии является основным в той или иной галактике [1]. Согласно [1] активное звездообразование может обеспечить болометрическую светимость галактики *Агп 220*, в то время как, согласно [2,3], рентгеновское излучение галактик *Агп 220* и *Мкп 273* предполагает наличие активного ядра в этих галактиках. Ньюфелд и др. [4] показали, что рентгеновское излучение активного ядра может увеличить рентгеновский нагрев молекулярного облака в центре галактики, что в свою очередь может стимулировать столкновительную накачку мазерных уровней молекулы воды. Тот же механизм может инвертировать мазерные уровни молекулы гидроксила.

Недавно авторы работ [5-7] предположили, что слабое ненасыщенное усиление и ИК-накачка могут объяснить излучение гидроксила диффузного компонента мазерного источника, в то время как насыщенное усиление и столкновительная накачка могут быть ответственными за мазерное излучение компактного компонента [6-9]. Диффузный компонент может иметь слабое ненасыщенное усиление при определенных условиях [9]. Однако большинство

диффузных компонентов имеет насыщенное усиление и может быть инвертировано столкновительной накачкой [9]. Более того, наблюдения мегамазерных галактик методом глобальной радиоинтерферометрии показали, что в галактиках III Zw35 [6,10,11], Aгр220 [5,12], IRAS17208-0014 [6], Mkn273 [13,14] и Mkn231 [14] мазерное излучение не совпадает с компонентом радиоконтинуума (за исключением Mkn273 [13] и, вероятно, Aгр220 [12]), что подразумевает высокий фактор усиления мазерного излучения (>100). Результаты радиоинтерферометрических наблюдений, а также теоретический анализ физических условий в мегамазерных галактиках [9] показывают, что насыщенный механизм излучения играет существенную роль в этих галактиках. В связи с этим, основной целью данной работы является исследование физических условий в мегамазерных галактиках на основе насыщенного механизма излучения.

В разделе 2 мы обсудим рентгеновский нагрев среды в мегамазерных галактиках. В разделе 3 обсуждаются абсолютная и относительная плотности молекул гидроксила в мегамазерах. Раздел 4 посвящен вопросам насыщенного усиления и столкновительной накачки мазерного излучения. В заключение приведены основные результаты настоящей работы.

2. Рентгеновский нагрев в мегамазерных галактиках. В работе [9] была получена удивительная зависимость между рентгеновской светимостью и полушириной линии мазерного излучения для 9 галактик: $\log W = (0.65 \pm 0.18) \log L_x - (13.10 \pm 4.28)$ или $\log L_x = (1.06 \pm 0.29) \log W + (21.36 \pm 0.66)$, где L_x - рентгеновская светимость на 1кэВ в единицах эрг $\text{с}^{-1} \text{Гц}^{-1}$, а W - полуширина линии на уровне половинной интенсивности в единицах $\text{км} \text{с}^{-1}$. В литературе [7,15-18] приведены данные полуширины линии гидроксила и ее интенсивности одновременно только у 87 мегамазерных галактик, хотя до настоящего времени (середина 2003) известны более чем 110 мегамазеров. Используя последнее соотношение регрессионного анализа между L_x и W , мы можем оценить ожидаемые рентгеновские светимости мегамазерных галактик. На рис.1 представлено распределение ожидаемых рентгеновских светимостей для 87 галактик. Нетрудно заметить, что ожидаемые светимости мегамазеров занимают область между 22.5 и 24.5 эрг $\text{с}^{-1} \text{Гц}^{-1}$, со средним значением 23.6 эрг $\text{с}^{-1} \text{Гц}^{-1}$. Эта область светимостей характерна для галактик с активными ядрами (Sy1, Sy2, LINER) и галактик с активным звездообразованием [19]. Оптическая классификация мегамазерных галактик [20,21] показала, что подавляющая часть мегамазеров является либо галактиками с активным ядром, либо галактиками с активным звездообразованием. Поэтому мы считаем, что оцененные рентгеновские светимости (рис.1) являются реалистическими приближениями к рентгеновской светимости мегамазерных галактик.

Рентгеновское излучение ($E \geq 1\text{кэВ}$) может иметь существенное

воздействие на межзвездную среду в галактиках с активными ядрами и звездообразованием, так как фотоны с энергией $E \geq 1 \text{ кэВ}$ имеют малое поперечное сечение для поглощения. Ввиду высокой энергии фотона и большой поверхностной плотности ($N_H > 10^{22} \text{ см}^{-2}$) рентгеновские фотоны

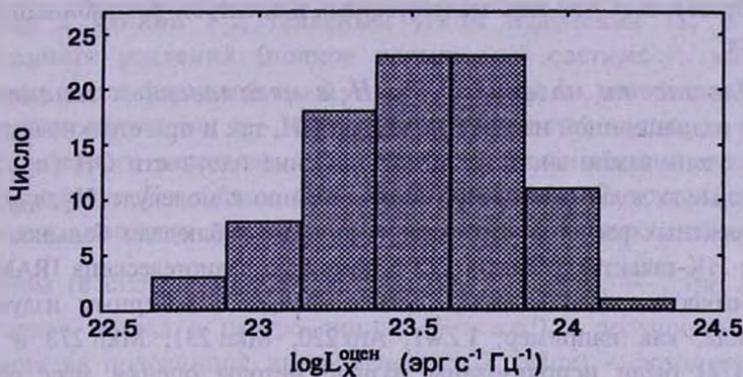


Рис.1. Распределение ожидаемых рентгеновских светимостей мегамазерных галактик ОН.

могут распространяться на большое расстояние перед тем как быть поглощенными [22]. Основная часть энергии фотонов нагревает среду, а оставшая часть - расходуется на ионизацию и возбуждение атомов и молекул. Для типичного степенного спектра рентгеновского излучения темп нагрева зависит от поверхностной плотности как $N_H^{-0.9}$ [22]. Мы оценили темп рентгеновского нагрева для 9 мегамазерных галактик [9], используя формулы, приведенные в [22]. Для области наблюдений ROSAT (0.2-2.4 кэВ) темп рентгеновского нагрева на один атом водорода имеет следующий вид: $\Gamma_X \approx 2 \cdot 10^{-26} F_X$ (эрг с⁻¹), где F_X (эрг см⁻² с⁻¹) - рентгеновская плотность потока. В наших расчетах мы принимали следующие значения параметров: поверхностная плотность $N_H = 10^{24} \text{ см}^{-2}$ [4], плотность атомов водорода $n_H = 10^5 \text{ см}^{-3}$ [22] и индекс энергетического спектра рентгеновских фотонов $\alpha = 1.3$ [23]. Для 9 мегамазеров темп рентгеновского нагрева занимает область от $10^{-20.5}$ до $10^{-18.8}$ эрг с⁻¹, со средним значением $10^{-19.8}$ эрг с⁻¹. Для выборки 87 мегамазеров областью значений Γ_X является 10^{-22} - 10^{-18} эрг с⁻¹ (в этом случае рентгеновские плотности потоков были оценены с использованием соотношений между L_X и W). В этой области значения Γ_X молекулы ОН могут эффективно формироваться при температурах $T < 100 \text{ К}$ [22]. В результате химических реакций, когда формируются молекулы ОН, они могут образовываться с инвертированными мазерными уровнями, так называемая химическая накачка. Поэтому мы полагаем, что рентгеновский нагрев может стимулировать химическую накачку молекул ОН. Рентгеновское излучение может иметь существенное воздействие на химический состав

межзвездной среды в галактиках. Согласно [22] молекулы гидроксила могут эффективно образовываться как при низких температурах ($T \leq 300 \text{ K}$), так и при высоких. При высоких температурах преобладают нейтрал-нейтрал реакции. При низких температурах молекулы гидроксила могут образоваться при ион-молекулярных и электрон-рекомбинационных реакциях.

3. *Плотности молекул OH и H₂ в мегамазерных галактиках.* Как при радиационной накачке молекулы OH, так и при столкновительной накачке очень важно знать истинное значение плотности OH (n_{OH}) и ее относительную долю (например, по отношению к молекуле H₂, n_{OH}/n_{H_2}), для корректных расчетов. Соломон и др. [24] наблюдали большое число мощных ИК-галактик в линии CO с помощью радиотелескопа IRAM 30 м. Среди наблюдавшихся галактик есть галактики с мазерным излучением гидроксила, как например, I Zw1, Agr 220, Mkn 231, Mkn 273 и др. В работе [24] были использованы разные методы оценки масс облаков молекулы H₂ и было показано, что масса газа H₂ составляет большую долю динамической массы галактики (более 30%). В работе [24] приведены также плотности молекулы H₂ в этих галактиках, определенные из динамической массы и радиуса области излучения CO. В мощных ИК-галактиках плотность молекулы водорода меняется от 265 см^{-3} (VII Zw 31) до 7862 см^{-3} (IRAS 08572+3915), со средним значением 1325 см^{-3} . В наших дальнейших расчетах для простоты мы примем среднее значение $n_{H_2} = 1000 \text{ см}^{-3}$.

Недавно некоторые мегамазерные галактики наблюдались в линии гидроксила и радиоконтинууме с помощью сверхдальной интерферометрии [11-14, 25-27]. Были определены следующие значения динамической массы и радиуса мазерного облака: Mkn 273 ($M \sim 1.5 \cdot 10^8 M_{\odot}$, $r \sim 35 \text{ пк}$) [13], III Zw 35 ($M \sim 7 \cdot 10^6 M_{\odot}$, $r \sim 22 \text{ пк}$) [11], Mkn 231 ($M \sim 9 \cdot 10^8 M_{\odot}$, $r \sim 90 \text{ пк}$) [14] и Agr 220 ($M \sim 12 \cdot 10^6 M_{\odot}$, $r \sim 79 \text{ пк}$) [12]. Используя эти данные, мы получили следующие значения плотности гидроксила: 1854 см^{-3} (Mkn 273), 654 см^{-3} (Mkn 231), 348 см^{-3} (III Zw 35), и 13 см^{-3} (Agr 220). Ввиду того что соотношение между динамической массой и массой газа гидроксила неизвестно, а также, учитывая, что содержание молекулы гидроксила существенно меньше, чем водорода, мы принимаем $n_{OH} \sim 0.1 - 1 \text{ см}^{-3}$ в мегамазерных галактиках. В этом случае относительное содержание гидроксила $n_{OH}/n_{H_2} \sim 10^{-4} - 10^{-3}$. В нашем дальнейшем анализе мы воспользуемся этими значениями n_{OH} и n_{OH}/n_{H_2} .

4. *Насыщенный мазер и столкновительная накачка.* Кандалян [9] показал, что большинство компонентов излучения мегамазерных галактик является насыщенным. Диффузный компонент может иметь

слабое ненасыщенное излучение только при определенных условиях. Поэтому в настоящей работе мы рассмотрим только механизм насыщенного усиления мазерного излучения.

Предположим простую геометрию мазерной конденсации, а именно, цилиндр с длиной l и телесным углом излучения Ω . В случае насыщенного усиления (полное насыщение) светимость мазерного источника дается формулой $L = h\nu n \Delta P V$ [28], где h - постоянная Планка; ν - частота излучения; n - плотность населенностей частиц на нижнем уровне мазерного перехода; ΔP - дифференциальный темп накачки на одну молекулу; V - объем мазерного источника. С другой стороны, светимость мазерного источника можно определить через наблюдаемые параметры (в системе покоя галактики): $L = \frac{FW\nu D_L^2 \Omega}{(1+z)c}$, где F (МЯн) - плотность потока в центре линии; W (км с⁻¹) - полуширина линии излучения на половинной интенсивности; D_L (Мпк) - фотометрическое расстояние до галактики; c - скорость света; z - красное смещение. Красные смещения галактик были отобраны из электронного каталога NED¹. Для цилиндрического мазера $V/\Omega = l^3/2$. Следовательно, используя формулы для светимости, коэффициент объемной накачки имеет следующий вид:

$$n \Delta P = \frac{2 F W D_L^2}{h l^3 (1+z) c} = \frac{8 F W c [(1+z) - (1+z)^{0.5}]^2}{h l^3 H_0^2 (1+z)},$$

где $D_L = \frac{2c}{H_0} [(1+z) - (1+z)^{0.5}]$, параметр замедления $q_0 = 0.5$ и постоянная Хаббла $H_0 = 75$ км с⁻¹ Мпк⁻¹. После постановки численных значений, коэффициент объемной накачки имеет следующий вид:

$$n \Delta P = 2.1 \cdot 10^{-4} \frac{F W [(1+z) - (1+z)^{0.5}]^2}{l^3 (1+z)} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}.$$

При данной светимости L необходимый темп объемной накачки пропорционален l^{-3} . Мы вычисляли $n \Delta P$ для 87 мегамазеров. Исследование переменности излучения линии гидроксила в галактике IRAS 21272+2514 [29] показало, что размеры переменных компонентов излучения не могут быть больше 2 пк, а размеры спокойных компонентов могут составлять несколько парсек. Поэтому в наших расчетах мы принимали $l = 1$ пк, что, по нашему мнению, является реальной оценкой для размера мазерной конденсации. Для выборки мегамазерных галактик темп объемной накачки меняется от $5 \cdot 10^{-6}$ (IRAS 12243-0036) до 0.06 (IRAS 14070+0525), со средним значением $0.002 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$. Следовательно, любой механизм накачки

¹ The NASA-IPAC Extra-galactic Database (NED) which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, Caltech under contract with the National Aeronautics and Space Administration (USA).

должен обеспечить вычисленные темпы объемной накачки.

До сих пор для ОН мегамазеров обсуждался только радиационный механизм накачки на основе слабого, ненасыщенного усиления [30-32]. В работах [30,32] были приняты $n_{ОН} \sim 10^{-4} \text{ см}^{-3}$ и $n_{ОН}/n_{H_2} \sim 10^{-6}$, а в работе [31] относительная доля ОН молекул принималась $n_{ОН}/n_{H_2} \sim 10^{-7}$. Авторы этих работ полагали, что мазерное облако усиливает нетепловое радиоизлучение источника, находящегося за облаком. Мы полагаем, что принятые в этих работах значения параметров $n_{ОН}$ и $n_{ОН}/n_{H_2}$ (см. раздел 3), а также наличие нетеплового радиоисточника (см. раздел 1), в целом, нехарактерны для мегамазеров гидроксила. Чисто радиационный механизм накачки возможен только при относительно низких плотностях ($n_{ОН} \sim 10^{-4} \text{ см}^{-3}$). При относительно высоких плотностях ОН столкновительные процессы могут доминировать. Более того, при высоких плотностях насыщенное усиление может играть важную роль [33]. Поэтому в случае мегамазерных галактик необходимо решать уравнения уровней населенности, учитывая эффекты столкновений. Так, например, столкновения, обусловленные электронами (они могут быть генерированы под действием рентгеновского излучения, см. раздел 2) и нейтральными частицами (молекулы водорода), принимая, в частности, $n_{ОН} \sim 0.1 \text{ см}^{-3}$ и $n_{ОН}/n_{H_2} \sim 10^{-4}$.

Обратимся снова к вопросу о темпе объемной накачки. Очевидно, что радиационная накачка может обеспечить только нижний предел значений $n \Delta P$, так как если $n_{ОН} \sim 10^{-4} \text{ см}^{-3}$, в свою очередь $\Delta P \leq 1$, следовательно $n \Delta P \leq 10^{-6} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$, принимая, что только 1% молекул гидроксила находится на нижнем уровне. В то время как темп объемной накачки, обусловленный столкновениями, составляет $n \Delta P \leq 0.001 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ ($n_{ОН} \sim 0.1 \text{ см}^{-3}$). Это значение практически совпадает со средним значением темпа объемной накачки для мегамазеров. Механизм накачки, основанный на столкновениях между молекулами гидроксила и водорода, был рассмотрен в работах [34-38]. Однако все эти работы были посвящены областям звездообразования в нашей Галактике, принимая $n_{H_2} \sim 10^7$ и $n_{ОН}/n_{H_2} \sim 10^{-5}$. В центрах мегамазерных галактик наблюдаются относительно низкие плотности ОН и H_2 , и вышеуказанные параметры имеют другие значения (см. раздел 3).

Механизм накачки молекул ОН на основе столкновений с двухтемпературным газом, как например, молекул H_2 и электронов [28], может инвертировать уровни Λ -дублета основного вращательного состояния [36]. Коэффициент объемной накачки, обусловленный этим механизмом, зависит от ряда факторов [28], $n \Delta P \sim \eta n_{ОН} n_e \Delta T / (T_{H_2} T_e)$, где η - доля молекул ОН на нижнем уровне мазерного перехода; n_e - плотность электронов; T_{H_2} , T_e - кинетические температуры молекул H_2 и электронов,

соответственно; ΔT - разность между этими температурами ($T_{H_2} > T_e$). Предполагается, что $n_e q_e \ll n_{H_2} q_{H_2}$ и $q_e E/k \sim 1$, где q_e и q_{H_2} - коэффициенты де-возбуждения вращательных уровней под действием электронов и молекул H_2 , соответственно; E - энергия возбужденного вращательного уровня, отличного от мазерных уровней; k - постоянная Больцмана. Согласно [22], когда уровень рентгеновской ионизации среды невелик ($\sim 10^{-22}$ эрг с^{-1}), межзвездный газ в основном является молекулярным и относительная плотность и температура электронов составляют $n_e/n_H \sim 2 \cdot 10^{-6}$ ($n_e \sim 0.2 \text{ см}^{-3}$), $T_e \sim 25 \text{ К}$, соответственно. Полагая, что $\eta = 0.01$, $n_{OH} = 0.1 \text{ см}^{-3}$, $n_e = 0.2 \text{ см}^{-3}$, $T_{H_2} = 100 \text{ К}$ и $T_e = 25 \text{ К}$, тогда $n \Delta P \approx 6 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$. Это значение темпа объемной накачки является его нижним пределом [28]. Следовательно, предложенный механизм накачки, в принципе, может удовлетворять наблюдаемый темп объемной накачки для мегамазерных галактик.

Целью настоящей работы явилось выявление основных физических условий, которые имеют место в мегамазерах. Мы далеки от мысли, что предложенная модель накачки ОН мегамазеров является универсальной. Необходимо детально анализировать уравнения населенности уровней и переноса излучения для мегамазерных галактик, учитывая многоэнергетические уровни молекулы ОН, чтобы выяснить роль столкновительных процессов в инвертировании наблюдаемых переходов излучения ОН.

5. *Заключение.* Ожидаемая рентгеновская светимость мегамазерных галактик ОН занимает область между 22.5 и 24.5 эрг $\text{с}^{-1} \text{ Гц}^{-1}$, со средним значением 23.6 эрг $\text{с}^{-1} \text{ Гц}^{-1}$. Эта область светимостей характерна для галактик с активными ядрами и галактик с активным звездообразованием. Рентгеновский нагрев ($\Gamma_X \sim 10^{-22} - 10^{-18}$ эрг с^{-1}) и столкновительная накачка могут быть ответственными за мазерное излучение в мегамазерных галактиках. Для выборки ОН мегамазерных галактик темп объемной накачки меняется от $5 \cdot 10^{-6}$ до 0.06, со средним значением $0.002 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$. Столкновительная накачка, в целом, может обеспечить наблюдаемые темпы объемной накачки.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения.
Институт астрономии и космических наук университета Ал-Бейт,
Иордания, e-mail: kandalyan@yahoo.com

THE PHYSICAL CONDITIONS IN OH MEGAMASER GALAXIES

R.A.KANDALYAN

The expected X-ray luminosity of megamaser galaxies belongs to a range of 22.5 to 24.5 $\text{erg s}^{-1} \text{Hz}^{-1}$, with the average value of 23.6 $\text{erg s}^{-1} \text{Hz}^{-1}$. This range of the X-ray luminosities is characteristic for starburst and AGN galaxies. The X-ray heating ($\Gamma_X - 10^{-22} - 10^{-18} \text{erg s}^{-1}$) and collisional pumping may account for the maser emission in megamaser galaxies.

Key words: *masers:galaxies:X-ray radiation - masers:physical conditions*

ЛИТЕРАТУРА

1. H.E.Smith, C.J.Lonsdale, C.J.Lonsdale, *Astrophys. J.*, **492**, 137, 1998.
2. D.L.Clements, J.C.MacDowell, S.Shaked et al., *Astrophys. J.*, **581**, 974, 2002.
3. X.Y.Xia, S.J.Xue, S.Mao et al., *Astrophys. J.*, **564**, 196, 2002.
4. D.A.Neufeld, P.R.Maloney, S.Conger, *Astrophys. J.*, **436**, L127, 1994.
5. C.J.Lonsdale, P.J.Diamond, H.E.Smith, C.J.Lonsdale, *Astrophys. J.*, **493**, L13, 1998.
6. P.J.Diamond, C.J.Lonsdale, C.J.Lonsdale, H.E.Smith, *Astrophys. J.*, **511**, 178, 1999.
7. J.Darling, R.Giovanelli, *Astron. J.*, **124**, 100, 2002.
8. R.A.Kandalyan, *Astrophysics*, **42**, 23, 1999.
9. R.A.Kandalyan, *Astron. Astrophys.*, **404**, 513, 2003.
10. A.S.Trotter, J.M.Moran, L.J.Greenhill, *Astrophys. J.*, **485**, L79, 1997.
11. Y.M.Pihlstrom, J.E.Conway, R.S.Booth, P.J.Diamond, A.G.Polatidis, *Astron. Astrophys.*, **377**, 413, 2001.
12. E.Rovilos, P.J.Diamond, C.J.Lonsdale, C.J.Lonsdale, H.E.Smith, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **342**, 373, 2003.
13. J.A.Yates, A.M.S.Richards, M.M.Wright et al., *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **317**, 28, 2000.
14. A.M.S.Richards, R.J.Cohen, G.H.Cole et al., in "Galaxies and their Constituents at the Highest Angular Resolutions", *Proceedings of IAU Symp.*, **205**, 2001, ed. R.T.Schilizzi (Manchester, UK), 212.
15. J.-M.Martin, PhD thesis, University de Paris VII, France, 1989.
16. J.-M.Martin, L.Bottinelli, M.Dennefeld et al., *C.R. Acad. Sci., Paris*, **308** (II), 287, 1989.
17. J.Darling, R.Giovanelli, *Astron. J.*, **119**, 3003, 2000.
18. J.Darling, R.Giovanelli, *Astron. J.*, **121**, 1278, 2001.

19. *P.J.Green, S.F.Anderson, M.J.Ward*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **254**, 30, 1992.
20. *W.A.Baan, J.J.Salzer, R.D.LeWinter*, Astrophys. J., **509**, 633, 1998.
21. *J.Darling*, PhD thesis, Cornell University, USA, 2002.
22. *P.R.Maloney, D.J.Hollenbach, A.G.G.M.Tielens*, Astrophys. J., **466**, 561, 1996.
23. *Th.Boller, F.Bertoldi, M.Dennefeld, W.Voges*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **129**, 87, 1998.
24. *P.M.Solomon, D.Downes, S.J.E.Radford, J.W.Barrett*, Astrophys. J., **478**, 144, 1997.
25. *H.R.Klockner, W.A.Baan*, in "The 6th European VLBI Network Symposium", Proceedings, 2002, eds. E.Ros, R.W.Porcias, A.P.Lobanov, J.A.Zensus, (Bonn, Germany), 175.
26. *H.R.Klockner, W.A.Baan, M.A.Garrett*, Nature, **421**, 821, 2003.
27. *C.J.Lonsdale, C.J.Lonsdale, H.E.Smith, P.J.Diamond*, in press, astro-ph/0304335.
28. *V.S.Strel'nitskij*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **207**, 339, 1984.
29. *J.Darling, R.Giovanelli*, Astrophys. J., **569**, L87, 2002.
30. *V.V.Burdyuzha, K.A.Vikalov*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **244**, 86, 1990.
31. *C.Henkel, T.L.Wilson*, Astron. Astrophys., **229**, 431, 1990.
32. *J.Randell, D.Field, K.N.Jones, J.A.Yates, M.D.Gray*, Astron. Astrophys., **300**, 659, 1995.
33. *D.Field, M.D.Gray, P. de St.Paer*, Astron. Astrophys., **282**, 213, 1994.
34. *R.N.Dixon, D.Field*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **189**, 583, 1979.
35. *P.Andresen, D.Hausler, H.W.Lulf, W.H.Kegel*, Astron. Astrophys., **138**, L17, 1984.
36. *N.D.Kylafis, C.Norman*, Astrophys. J., **323**, 346, 1987.
37. *D.Field, M.D.Gray*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **234**, 353, 1988.
38. *K.G.Pavlakis, N.D.Kylafis*, Astrophys. J., **467**, 300, 1996.