

УДК: 524.5—65

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕЖЗВЕЗДНОЙ  
МОЛЕКУЛЫ  $\text{H}_3\text{O}^+$ 

В. К. ХЕРСОНСКИЙ, Д. А. ВАРШАЛОВИЧ

Поступила 9 июня 1986

Принята к печати 20 июня 1987

Расчитаны силы линий и вероятности инверсионно-вращательных переходов иона гидроксония  $\text{H}_3\text{O}^+$ . Оценены ожидаемые оптические толщины типичных межзвездных облаков в линиях, попадающих в радиоастрономический диапазон ( $\lambda = 0.8 - 1.0$  мм).

1. *Введение.* Ионы гидроксония  $\text{H}_3\text{O}^+$  являются одними из наиболее распространенных молекулярных ионов в верхней атмосфере [1], в кометах [2] и в облаках межзвездного газа [3] и играют важную роль в ионно-молекулярных процессах в этих объектах. Существенна роль гидроксония также в химии водных растворов, особенно для водородных связей в биологических системах.

Однако до последнего времени ионы  $\text{H}_3\text{O}^+$  были изучены недостаточно хорошо. В лаборатории в газовой фазе они впервые наблюдались лишь в 1977 г. [5]. ИК-спектры  $\text{H}_3\text{O}^+$  с высоким разрешением были получены в 1983—1985 гг. [6—10]. А первые радиоспектроскопические измерения были выполнены лишь в 1985 г. [11, 12].

В межзвездной среде, согласно расчетам химической кинетики [13, 14], ионы гидроксония являются ключевыми в процессах, ведущих к образованию молекул  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{OH}$ ; при общей концентрации газа  $10^3 - 10^6$  см $^{-3}$  относительное содержание ионов  $\text{H}_3\text{O}^+$  может достигать  $10^{-8} - 10^{-11}$  [15]. До сих пор молекулы  $\text{H}_3\text{O}^+$  не были обнаружены, прежде всего из-за отсутствия точных значений частот, необходимых для радиоастрономических наблюдений.

Только в самое последнее время, благодаря лабораторным измерениям [11, 12], появилась реальная возможность таких наблюдений. Однако для правильной оценки ожидаемых интенсивностей линий  $\text{H}_3\text{O}^+$  необходимо знать не только частоты, но и силы линий, вероятности радиационных переходов и времена жизни уровней. Цель данной работы состоит в систематическом расчете этих характеристик вращательно-инверсионного спектра молекул  $\text{H}_3\text{O}^+$ .

2. Структура иона  $\text{H}_3\text{O}^+$  и схема вращательных уровней. Молекулярный ион гидроксония  $\text{H}_3\text{O}^+$  является изоэлектронным аналогом молекулы аммиака  $\text{NH}_3$ . Поэтому, как и в случае  $\text{NH}_3$ , ион  $\text{H}_3\text{O}^+$  неплоский; его равновесная конфигурация — это правильная пирамида, основание которой есть равносторонний треугольник  $\text{H}_3$  со стороной  $r_e$  ( $\text{H}-\text{H}$ ) = 1.6112 А, а вершина (атом О) отстоит от основания на 0.2947 А (высота пирамиды). Соответственно, длина боковых ребер  $r_e$  ( $\text{O}-\text{H}$ ) = 0.9758 А, угол между ними  $\alpha_e$  ( $\text{H}-\text{O}-\text{H}$ ) = 111.°29, а угол между высотой и боковым ребром составляет  $\rho_e$  = 72.°42 [12]. Таким образом, молекула  $\text{H}_3\text{O}^+$  имеет ось симметрии третьего порядка (соответствует точечной группе симметрии  $\text{C}_{3v}$ ) и по отношению к вращениям является симметричным сплюснутым волчком.

Как и в случае  $\text{NH}_3$ , имеются две эквивалентные связанные инверсией равновесные конфигурации  $\text{H}_3\text{O}^+$  — правая и левая, которые переходят одна в другую в результате квантового туннелирования атома О сквозь потенциальный барьер, отвечающий плоскости  $\text{H}_3$ . Этим обстоятельством и обусловлена дублетная структура вращательных уровней молекулы. Однако в случае  $\text{H}_3\text{O}^+$  потенциальный барьер значительно ниже, чем у  $\text{NH}_3$ ; поэтому расщепление инверсионных дублетов весьма велико, что приводит к нарушению правильного чередования уровней вращательной полосы.

На рис. 1 представлена схема нижних вращательных уровней молекулы  $\text{H}_3\text{O}^+$ . Каждый уровень молекулы характеризуется энергией и набором квантовых чисел  $JK^\pi$  ( $J$  — полный угловой момент молекулы,  $K$  — его проекция на ось симметрии, а  $\pi = \pm$  есть четность состояния относительно инверсии пространства). Каждой паре значений  $JK$  при  $K \neq 0$  соответствуют два состояния противоположной четности,  $JK^+$  и  $JK^-$ , представляющие симметричную и антисимметричную суперпозиции правой и левой конфигураций молекулы. При  $K = 0$  удвоение не имеет места, и уровни, изображенные штриховыми линиями, не существуют.

Вследствие того, что молекула  $\text{H}_3\text{O}^+$  содержит три тождественных ядра Н со спином 1/2, существуют две изотопические модификации этой молекулы с суммарным спином протонов  $I = 3/2$ . (орто- $\text{H}_3\text{O}^+$ ) и  $I = 1/2$ . (пара- $\text{H}_3\text{O}^+$ ). Орто- и пара-модификации можно рассматривать как два различных соединения, поскольку ни радиационные, ни столкновительные переходы (за исключением спин-обменных) не изменяют суммарного спина ядер I. Состояния с  $K = 0, 3, 6, 9, \dots$  соответствуют орто- $\text{H}_3\text{O}^+$ , а состояния с  $K = 1, 2, 4, 5, 7, 8, \dots$  — пара- $\text{H}_3\text{O}^+$ .

Энергия вращательных уровней рассматриваемой молекулы определяется выражением

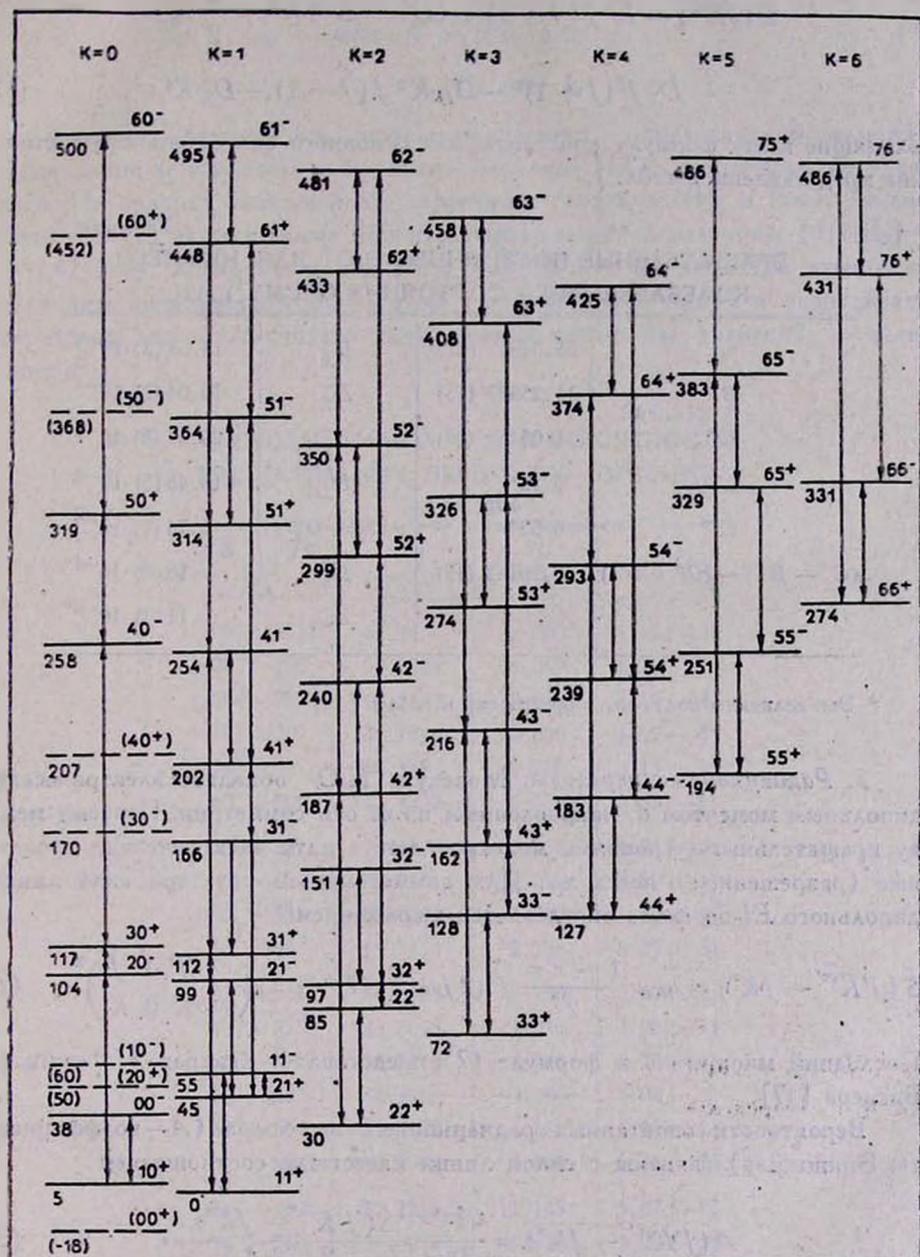


Рис. 1. Схема нижних вращательных уровней  $\text{H}_2\text{O}^+$ . Для каждого уровня указана энергия  $E(JK^{\pi})$  в  $\text{cm}^{-1}$  (под уровнями) и квантовые числа  $JK^{\pi}$  (над уровнями).

$$E(JK^{\pm}) = B^{\pm} J(J+1) + (C^{\pm} - B^{\pm}) K^2 \mp \frac{1}{2} \nu_0 - \\ - D_J^{\pm} J^2 (J+1)^2 - D_{JK}^{\pm} K^2 J(J+1) - D_K^{\pm} K^4. \quad (1)$$

Входящие в эту формулу константы для основного колебательного состояния представлены в табл. 1.

Таблица 1

ВРАЩАТЕЛЬНЫЕ ПОСТОЯННЫЕ  $\text{H}_2\text{O}^+$  ДЛЯ НИЖНЕГО  
КОЛЕБАТЕЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ (В  $\text{CM}^{-1}$ ) [12]

$\nu_0$	55.3481 (21)	$D_J^+$	$13.08(3) \cdot 10^{-4}$
$B^+$	11.25397 (15)	$D_J^-$	$10.04(2) \cdot 10^{-4}$
$B^-$	11.05486 (14)	$D_{JK}^+$	$-26.91(8) \cdot 10^{-4}$
$C^+$	6.23*	$D_{JK}^-$	$-18.48(5) \cdot 10^{-4}$
$C^-$	6.32*	$D_K^- - D_K^+$	$-5.74(7) \cdot 10^{-4}$
$(C^- - B^-) - (C^+ - B^+)$	0.28143 (19)	$D_K^+$	$18.46 \cdot 10^{-4}$ *
		$D_K^-$	$11.91 \cdot 10^{-4}$ *

\* Эти величины получены теоретически в работе [16].

3. Радиационные переходы. Молекула  $\text{H}_2\text{O}^+$  обладает электрическим дипольным моментом  $d$ , направленным по ее оси симметрии. Поэтому между вращательными уровнями молекулы могут идти электрические дипольные (разрешенные) переходы. Для симметричного ротатора сила линии дипольного  $E1$ -перехода определяется выражением

$$S(J'K'^{\pm} - JK^{\pm}) = \delta_{KK'} \frac{1 - \pi' \pi}{2} d^2 (2J+1)(2J'+1) \begin{pmatrix} J' & 1 & J \\ -K & 0 & K \end{pmatrix}^2. \quad (2)$$

Последний множитель в формуле (2) представляет квадрат  $3jm$ -символа Вигнера [17].

Вероятности спонтанных радиационных переходов ( $A$ —коэффициенты Эйнштейна) связаны с силой линии известным соотношением

$$A(J'K'^{\pm} \rightarrow JK^{\pm}) = \frac{64\pi^4 \nu^3}{3hc^3} \frac{S(J'K'^{\pm} - JK^{\pm})}{2J'+1}, \quad (3)$$

где  $\nu$  — частота перехода.

Из выражений (2) и (3) вытекают следующие правила отбора для переходов между вращательными уровнями:

$$\Delta J \equiv J' - J = 0, \pm 1;$$

$$\Delta K \equiv K' - K = 0; \quad (4)$$

$$\pi'\pi = -1.$$

Следует отметить, что дипольный момент, определяющий величину силы линии и вероятности перехода, в случае  $\text{H}_3\text{O}^+$  фактически не известен. Из подобия электронной структуры молекул  $\text{NH}_3$  и  $\text{H}_3\text{O}^+$  можно ожидать, что их дипольные моменты одного порядка величины ( $d(\text{NH}_3) = 1.47$  деб). Ниже мы примем, что  $d(\text{H}_3\text{O}^+) = 1.0$  деб. При уточнении величины дипольного момента этой молекулы силы линий и вероятности переходов легко пересчитать домножением табличных значений на величину  $d^2$ .

Таблица 2  
ЧАСТОТЫ, СИЛЫ ЛИНИЙ И ВЕРОЯТНОСТИ  
ВРАЩАТЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ ОРТО- $\text{H}_3\text{O}^+$   
( $d = 1$  ДЕБ)

$J'K'\pi' - JK\pi$ $i \rightarrow k$	$\nu_{ik}$ ( $\text{см}^{-1}$ )	$S_{ik}$ (деб <sup>2</sup> )	$A_{ik}$ ( $\text{с}^{-1}$ )
$00^- - 10^+$	32.8454	1.000	1.11 (-2)
$20^- - 10^+$	99.1384	2.000	1.22 (-1)
$30^+ - 20^-$	13.2182	3.000	3.10 (-4)
$40^- - 30^+$	141.1844	4.000	3.92 (-1)
$50^+ - 40^-$	60.3982	5.000	3.13 (-2)
$60^- - 50^+$	181.4393	6.000	8.63 (-1)
$33^- - 33^+$	55.4909	5.250	4.04 (-2)
$43^- - 43^+$	53.9151	4.050	2.22 (-2)
$53^- - 53^+$	52.0002	3.300	1.33 (-2)
$63^- - 63^+$	49.7824	2.786	8.29 (-3)
$43^+ - 33^-$	34.3998	1.750	2.47 (-3)
$43^- - 33^+$	143.8058	1.750	1.82 (-1)
$53^+ - 43^-$	58.2128	3.200	1.79 (-2)
$53^- - 43^+$	164.1280	3.200	4.04 (-1)
$63^+ - 53^-$	82.2080	4.500	5.99 (-2)
$63^- - 53^+$	183.9906	4.500	6.76 (-1)
$66^- - 66^+$	57.1225	11.143	5.07 (-2)
$76^- - 76^+$	54.3272	9.643	3.28 (-2)
$76^+ - 66^-$	99.9948	1.857	3.85 (-2)
$76^- - 66^+$	211.4444	1.857	3.68 (-1)

Таблица 3

ЧАСТОТЫ, СИЛЫ ЛИНИЙ И ВЕРОЯТНОСТИ  
ПЕРЕХОДОВ ПАРА-Н<sub>2</sub>O<sup>+</sup> (d=1 ДЭБ)

$J'K''\kappa' - JK''$ $l \rightarrow k$	$\nu_{ik}$ (см <sup>-1</sup> )	$S_{ik}$ (аеб <sup>2</sup> )	$A_{ik}$ (с <sup>-1</sup> )
1	2	3	4
11 <sup>-</sup> -11 <sup>+</sup>	55.2314	1.509	2.65(-2)
21 <sup>-</sup> -21 <sup>+</sup>	54.4413	0.833	8.44(-3)
31 <sup>-</sup> -31 <sup>+</sup>	53.2744	0.583	3.96(-3)
41 <sup>-</sup> -41 <sup>+</sup>	51.7526	0.450	2.18(-3)
51 <sup>-</sup> -51 <sup>+</sup>	49.9051	0.367	1.30(-3)
61 <sup>-</sup> -61 <sup>+</sup>	47.7683	0.310	8.16(-4)
11 <sup>-</sup> -21 <sup>+</sup>	10.2466	1.500	5.07(-4)
21 <sup>-</sup> -11 <sup>+</sup>	99.4261	1.500	9.26(-2)
31 <sup>+</sup> -21 <sup>-</sup>	12.9574	2.667	2.60(-4)
31 <sup>-</sup> -21 <sup>+</sup>	120.6731	2.667	2.10(-1)
41 <sup>+</sup> -31 <sup>-</sup>	36.4440	3.750	6.31(-3)
41 <sup>-</sup> -31 <sup>+</sup>	141.4711	3.750	3.70(-1)
51 <sup>+</sup> -41 <sup>-</sup>	60.1600	4.800	2.97(-2)
51 <sup>-</sup> -41 <sup>+</sup>	161.8177	4.800	5.79(-1)
61 <sup>+</sup> -51 <sup>-</sup>	84.0447	5.833	8.30(-2)
61 <sup>-</sup> -51 <sup>+</sup>	181.7182	5.833	8.43(-1)
22 <sup>-</sup> -22 <sup>+</sup>	55.2791	3.333	3.54(-2)
32 <sup>-</sup> -32 <sup>+</sup>	54.0970	2.333	1.66(-2)
42 <sup>-</sup> -42 <sup>+</sup>	52.5550	1.800	9.13(-3)
52 <sup>-</sup> -52 <sup>+</sup>	50.6821	1.467	5.46(-3)
62 <sup>-</sup> -62 <sup>+</sup>	48.5150	1.238	3.42(-3)
32 <sup>+</sup> -22 <sup>-</sup>	12.1681	1.667	1.34(-4)
32 <sup>-</sup> -22 <sup>+</sup>	121.5441	1.667	1.34(-1)
42 <sup>+</sup> -32 <sup>-</sup>	35.6860	3.000	4.73(-3)
42 <sup>-</sup> -32 <sup>+</sup>	142.3380	3.000	3.02(-1)
52 <sup>+</sup> -42 <sup>-</sup>	59.4384	4.200	2.50(-2)
52 <sup>-</sup> -42 <sup>+</sup>	162.6755	4.200	5.16(-1)
62 <sup>+</sup> -52 <sup>-</sup>	83.3646	5.333	7.41(-2)
62 <sup>-</sup> -52 <sup>+</sup>	182.5617	5.333	7.82(-1)
44 <sup>-</sup> -44 <sup>+</sup>	55.8676	7.200	4.38(-2)
54 <sup>-</sup> -54 <sup>+</sup>	53.8936	5.867	2.62(-2)
64 <sup>-</sup> -64 <sup>+</sup>	51.6051	4.952	1.64(-2)

Таблица 3 (окончание)

1	2	3	4
$54^+ - 44^-$	56.4487	1.800	9.23 (-3)
$54^- - 44^+$	166.2098	1.800	2.36 (-1)
$64^+ - 54^-$	80.5406	3.333	4.20 (-2)
$64^- - 54^+$	186.0393	3.333	5.18 (-1)
$55^- - 55^+$	56.4107	9.167	4.69 (-2)
$65^- - 65^+$	54.0311	7.738	2.95 (-2)
$65^- - 55^+$	188.7559	1.833	2.98 (-1)
$65^+ - 55^-$	78.3142	1.833	2.12 (-2)
$75^+ - 65^-$	102.6718	3.429	7.76 (-2)

В табл. 2 и 3 представлены рассчитанные значения частот, сил линий и вероятностей всех разрешенных переходов между уровнями, показанными на рис. 1. Относительная погрешность рассчитанных частот определяется погрешностью молекулярных констант, приведенных в табл. 1, и, как можно ожидать, не превышает  $2 \cdot 10^{-5}$ .

Таблица 4  
ОЖИДАЕМЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ТОЛЩИНЫ  
ОБЛАКОВ МЕЖЗВЕЗДНОГО ГАЗА В  
РАДИОЛИНИЯХ  $\text{H}_3\text{O}^+$

Переход $J'K'' \rightarrow JK''$	Частота $\nu$ (ГГц)	$\tau/N_L$
$80^+ - 20^-$	396.272412 (60)	$2.42 \cdot 10^{-15}$
$31^+ - 21^-$	388.458641 (80)	$1.14 \cdot 10^{-15}$
$32^+ - 22^-$	364.797427 (100)	$0.83 \cdot 10^{-15}$
$11^- - 21^+$	307.191935 (600)	$3.40 \cdot 10^{-15}$

4. *Обсуждение результатов.* Рассчитанные спектральные характеристики  $\text{H}_3\text{O}^+$  позволяют оценить ожидаемые интенсивности линий ИК- и радиодиапазона. Рассмотрим линии, попадающие в радиодиапазон. Частоты этих линий известны из лабораторных измерений [11]. Примем для оценок, что населенности уровней  $\text{H}_3\text{O}^+$  соответствуют ЛТР при температуре  $T = 100$  К. В табл. 4 приведены полученные оценки величины  $\tau/N_L$ , где  $\tau$  — оптическая толщина, а  $N_L$  — ожидаемое число молекул орто- и пара- $\text{H}_3\text{O}^+$  на луче зрения.

Если воспользоваться результатами упомянутых выше расчетов содержания  $\text{H}_3\text{O}^+$  [15], ожидаемого в межзвездных облаках, и принять разме-

Таблица 6

ЭНЕРГИИ  $E(JK^{\pi})$  И РАДИАЦИОННЫЕ ВРЕМЕНА ЖИЗНИ  $t_R(JK^{\pi})$  НИЖНИХ  
ВРАЩАТЕЛЬНЫХ УРОВНЕЙ  $H_2O^+$  ( $d = 1$  ДЭБ)

$JK^{\pi}$	$E(JK^{\pi}), \text{ см}^{-1}$	$t_R(JK^{\pi}), \text{ с}$	$JK^{\pi}$	$E(JK^{\pi}), \text{ см}^{-1}$	$t_R(JK^{\pi}), \text{ с}$
10 <sup>+</sup>	5		33 <sup>+</sup>	72	
00 <sup>-</sup>	38	90.09	33 <sup>-</sup>	128	24.75
20 <sup>-</sup>	104	8.20	43 <sup>+</sup>	162	404.86
30 <sup>+</sup>	117	3225.81	43 <sup>-</sup>	216	4.90
40 <sup>-</sup>	258	2.55	53 <sup>+</sup>	274	55.87
50 <sup>+</sup>	319	31.95	53 <sup>-</sup>	326	2.40
60 <sup>-</sup>	500	1.16	63 <sup>+</sup>	408	16.69
11 <sup>+</sup>	0		63 <sup>-</sup>	458	1.46
21 <sup>+</sup>	45		44 <sup>+</sup>	127	
11 <sup>-</sup>	55	37.03	44 <sup>-</sup>	183	22.83
21 <sup>-</sup>	99	9.90	54 <sup>+</sup>	239	108.34
31 <sup>+</sup>	112	3846.15	54 <sup>-</sup>	293	3.81
31 <sup>-</sup>	166	4.67	64 <sup>+</sup>	374	23.81
41 <sup>+</sup>	202	158.48	64 <sup>-</sup>	425	1.87
41 <sup>-</sup>	254	2.69	55 <sup>+</sup>	194	
51 <sup>+</sup>	314	33.67	55 <sup>-</sup>	251	21.32
51 <sup>-</sup>	364	1.72	65 <sup>+</sup>	329	47.17
61 <sup>+</sup>	448	12.05	65 <sup>-</sup>	383	3.05
61 <sup>-</sup>	495	1.19	75 <sup>+</sup>	486	12.89
22 <sup>+</sup>	30		66 <sup>+</sup>	274	
22 <sup>-</sup>	85	28.25	66 <sup>-</sup>	331	19.72
32 <sup>+</sup>	97	7462.69	76 <sup>+</sup>	431	25.97
32 <sup>-</sup>	151	6.64	76 <sup>-</sup>	486	2.50
42 <sup>+</sup>	187	211.42			
42 <sup>-</sup>	240	3.21			
52 <sup>+</sup>	299	40.00			
52 <sup>-</sup>	350	1.92			
62 <sup>+</sup>	433	13.50			
62 <sup>-</sup>	481	1.27			

ры облака  $\sim 10$  пк, то  $N_L$  (пара- $\text{H}_3\text{O}^+$ ) =  $10^{14}$   $\text{см}^{-2}$  и  $N_L$  (орто- $\text{H}_3\text{O}^+$ ) =  $2 \cdot 10^{14}$   $\text{см}^{-2}$ . Таким образом, оценки показывают, что для указанных линий  $\tau$  близко к единице.

Таблица 5  
РАДИАЦИОННЫЕ ВРЕМЕНА ЖИЗНИ  
СИГНАЛЬНЫХ УРОВНЕЙ ДЛЯ ПЕРЕХОДОВ,  
ПРИВЕДЕННЫХ В ТАБЛ. 4

Уровень $JK^{\pm}$	$t_R$ (с)	Уровень $JK^{\mp}$	$t_R$ (с)
30 <sup>+</sup>	$3.2 \cdot 10^3$	20 <sup>-</sup>	8.2
31 <sup>+</sup>	$3.9 \cdot 10^3$	21 <sup>-</sup>	9.9
32 <sup>+</sup>	$7.5 \cdot 10^3$	22 <sup>-</sup>	28.3
11 <sup>-</sup>	37.0	21 <sup>+</sup>	$\sim 10^4$

Более того, анализ вероятного отклонения населенностей уровней  $\text{H}_3\text{O}^+$  от ЛТР в облаках межзвездного газа, где уровни возбуждаются, в основном, столкновениями, а дезактивируются за счет радиативных переходов, показывает следующее. Для первых трех из указанных в табл. 4 переходов верхние уровни будут перезаселены относительно нижних уровней, т. е. может возникнуть инверсия населенностей и мазерное усиление излучения в этих линиях, тогда как для последнего из указанных переходов ситуация будет обратной, т. е. должно наблюдаться аномальное поглощение. Такая заселенность уровней обусловлена значительным различием времен жизни уровней  $JK^+$  и  $JK^-$  относительно радиативных переходов (см. табл. 6),

$$t_R(JK^+) \gg t_R(JK^-).$$

Это обстоятельство следует учитывать при постановке радиоастрономических наблюдений.

Физико-технический институт  
им. Иоффе

## SPECTRAL PARAMETERS OF INTERSTELLAR MOLECULE $\text{H}_3\text{O}^+$

V. K. KHERSONSKII, D. A. VARSHALOVICH

The line strengths and the probabilities of inversion-rotational transitions of the hydroxonium ion  $\text{H}_3\text{O}^+$  are calculated. Expected optical thicknesses of typical interstellar clouds are estimated for  $\text{H}_3\text{O}^+$  lines of radioastronomical interest ( $\lambda = 0.8 - 1.0$  mm).

## ЛИТЕРАТУРА

1. R. S. Narciel, A. D. Bailey, J. Geophys. Res., 70, 3687, 1965.
2. W. T. Huntress, M. J. McEwan, Z. Karpas, V. G. Antich, Astrophys. J. Suppl. Ser., 44, 481, 1980.
3. E. Herbst, W. Klemperer, Astrophys. J., 185, 505, 1973.
4. M. Eigen, K. L. Angew, Chem. Intern. Ed., 3, 1, 1964.
5. H. A. Schwarz, J. Chem. Phys., 67, 5525, 1977.
6. M. H. Begemann, C. S. Gudeman, J. Plaff, R. J. Saykally, Phys. Rev. Lett., 51, 554, 1983.
7. M. N. Haase, T. Oka, J. Chem. Phys., 80, 572, 1984.
8. B. Lemoine, J. L. Destombes, Chem. Phys. Lett., 111, 284, 1984.
9. P. B. Davies, P. A. Hamilton, S. A. Johnson, Astron. and Astrophys., 141, L9, 1984.
10. D. J. Liu, T. Oka, Phys. Rev. Lett., 54, 1786, 1985.
11. M. Bogey, C. Demuyck, M. Denis, J. L. Destombes, Astron. and Astrophys., 148, L11, 1985.
12. D. J. Liu, T. Oka, T. J. Sears, J. Chem. Phys., 84, 1312, 1986.
13. A. Dalgarno, J. H. Black, Rep. Progr. Phys., 39, 573, 1976.
14. W. D. Watson, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 16, 585, 1978.
15. C. M. Leung, E. Herbst, W. F. Huebner, Astrophys. J. Suppl. Ser., 56, 231, 1984.
16. P. R. Bunker, T. Amano, V. Spirko, J. Mol. Spectrosc., 107, 208, 1984.
17. Д. А. Варшалович, А. Н. Москалев, В. К. Херсонский, Квантовая теория углового момента, Наука, Л., 1975.