

М. Фукабори ¹, Т. Аоки ¹, Т. Ватанабе ²

Интенсивности и полуширины линий полосы $\nu_1 + \nu_3$ $^{14}\text{N}_2^{16}\text{O}$, уширенных N_2 и O_2 при комнатной температуре

¹ Метрологический исследовательский институт, г. Цукуба,
² Торайский исследовательский центр, г. Оцу, Япония

Поступила в редакцию 27.12.2002 г.

Интенсивности и полуширины линий поглощения полосы $\nu_1 + \nu_3$ молекулы $^{14}\text{N}_2^{16}\text{O}$, уширенных давлением N_2 и O_2 при комнатной температуре, были измерены на Фурье-спектрометре высокого разрешения. Квадрат матричного элемента дипольного момента перехода и коэффициенты в факторе Германа–Уоллиса для этой полосы были также определены. Измеренные величины интенсивностей линий ближе к соответствующим значениям, содержащимся в базе данных HITRAN-92, чем к значениям, приведенным в более поздней версии HITRAN-2K. Полуширины линий, уширенных давлением N_2 и O_2 , измеренных в этой работе, находятся в хорошем согласии с результатами недавних экспериментов других исследований. Полуширины линий при уширении воздухом были определены по соответствующим значениям для уширения N_2 и O_2 методом полиномиальной подгонки.

Закись азота (N_2O) является важным парниковым газом в атмосфере Земли. Очень сильные инфракрасные полосы в областях 4,5 и 7,78 мкм относятся к основным полосам ν_3 и ν_4 соответственно. Эти полосы играют важную роль при изучении теплового баланса в земной атмосфере. Дистанционные высокочувствительные измерения N_2O в стратосфере использованы в стратосферной химии для изучения проблемы, связанной с уменьшением озона. Точное знание параметров линий поглощения, таких как сила линий и полуширины полос поглощения N_2O , необходимо при расчетах пропускания в атмосфере. Несколько баз данных применимы для этой цели. Базы данных HITRAN широко используются для вычисления спектров, но точности содержащихся в HITRAN данных могут быть недостаточными для задач дистанционного зондирования.

Имеются несколько полос поглощения N_2O в области 2,9 мкм: составная полоса $\nu_1 + \nu_3$ с центром $3480,821 \text{ см}^{-1}$ является наиболее сильной полосой в области 2,9 мкм. Полоса $\nu_1 + \nu_3$ $^{14}\text{N}_2^{16}\text{O}$ исключительно важна при решении задач дистанционного мониторинга температуры. Эта полоса дает вклад в тепловой баланс атмосферы Земли. Обширные экспериментальные исследования [5–14] инфракрасных полос поглощения $^{14}\text{N}_2^{16}\text{O}$ выполнены для определения параметров линий. Величины сил линий и интегральной интенсивности полосы $\nu_1 + \nu_3$ $^{14}\text{N}_2^{16}\text{O}$ приведены в ссылках [9–14]. На основе этих экспериментальных исследований были обновлены спектроскопические базы данных. Однако силы линий в этой полосе не обновлялись, начиная с версии AFCRL [1] вплоть до HITRAN-96. В базе данных HITRAN-96 [2] силы линий этой полосы были скорректированы и те же самые величины были внесены в HITRAN-2K. Для полосы $\nu_1 + \nu_3$ $^{14}\text{N}_2^{16}\text{O}$ силы линий в HITRAN-96, -2K [2, 4], которые основаны на

экспериментах с высоким разрешением [7], примерно на 4% больше тех же величин в HITRAN-92 [3]. Для того чтобы скорректировать данные HITRAN, мы определили силы линий, полуширины линий в полосе $\nu_1 + \nu_3$ при комнатной температуре, уширенные давлением N_2 и O_2 . Полученные результаты сравнивались с данными из HITRAN и других литературных источников.

Экспериментальные детали и анализ данных

Все спектры были измерены на Фурье-спектрометре (Bruker IFS 120HR) с разрешением $0,001 \text{ см}^{-1}$. Один спектр был получен для чистого N_2O и четыре спектра для смесей N_2O с N_2 и O_2 . Условия эксперимента приведены в табл. 1.

Таблица 1

Условия эксперимента

P(N_2O), торр	P(N_2), торр	P(O_2), торр	Температура, К
15,2	0,0	0,0	$297,5 \pm 1$
15,2	136,8	0,0	$297,5 \pm 1$
15,2	364,8	0,0	$297,5 \pm 1$
15,2	0,0	136,8	$297,5 \pm 1$
15,2	0,0	364,8	$297,5 \pm 1$

Все измерения выполнены в ячейке длиной 8,75 см с ZnSe-окнами при 297,5 К. Температура газа измерена на термометре, и вариация температуры не превышала 1 К в течение цикла измерений. Давления смесей измерены с помощью MKS-баратрона. Отношение сигнал-шум в спектре составляло более 500.

Нелинейный метод наименьших квадратов был применен для определения сил линий, а также

полуширин линий, уширенных давлением N_2 и O_2 . Контур линий считался фойгтовским. Квадрат матричного элемента дипольного момента и коэффициенты в факторе Германа–Уоллиса определялись методом наименьших квадратов. Силу отдельной линии, измеренной в $см^{-1}/(молек/см^2)$, можно записать в виде

$$S_i = \{8\pi^3 \cdot 10^{-36} / [3hc g_V Q_V Q_R]\} \times \\ \times \{v_i f \exp [-(E_V + E_R)hc/kT]\} L_i |R_V|^2 F \times \\ \times [1 - \exp (-hcv_i/kT)], \quad (1)$$

где $|R_V|^2$ – квадрат матричного элемента дипольного момента, Д; L_i – фактор Хёнля–Лондона; v_i – положение центра линии; $f = 0,9903$ – относительное содержание $^{14}N_2^{16}O$; g_V – статистический вес уровня; Q_V и Q_R – колебательная и вращательная статистические суммы соответственно; E_V и E_R – нижние колебательный и вращательный уровни энергии; F – фактор Германа–Уоллиса (F -фактор); T – температура; h – постоянная Планка; k – постоянная Больцмана; c – скорость света в вакууме. Фактор Германа–Уоллиса, который учитывает влияние взаимодействия колебания и вращения на силу линии, дается для R - и P -ветвей выражением

$$F(m) = (1 + A_1 m + A_2 m^2)^2, \quad (2)$$

где переменный индекс $m = J'' + 1$ для R -ветви и $-J''$ для P -ветви; J'' – вращательное квантовое число нижнего состояния.

Измеренные силы линий и полуширины γ^0 были приведены к стандартной температуре $T = 296$ К с помощью следующих соотношений:

$$S(T_s) = S(T) [T Q_V(T) \times \\ \times \exp (-E_R hc/kT)] / [T_s Q_V(T_s) \exp (-E_R hc/kT_s)] \quad (3)$$

и

$$\gamma^0(T_s) = \gamma^0(T) (T/T_s)^n. \quad (4)$$

В выражении (3) $S(T)$ – измеренная сила линий при T ; $S(T_s)$ – сила линии при стандартной температуре T_s ; величины $Q_V(296\text{ К}) = 1,127$ и $Q_V(297,5\text{ К}) = 1,129$ взяты из [15]. В уравнении (4) $\gamma^0(T)$ – измеренная полуширина при T ; $\gamma^0(T_s)$ – полуширина при стандартной температуре. Показатель n в температурной зависимости полуширины предполагался равным 0,75.

Результаты и обсуждение

1. Силы линий

Не было найдено систематического расхождения между данными для сил линий, полученными из эксперимента по самоуширению и уширению давлением N_2 и O_2 . На рис. 1 приведено сравнение измеренных сил линий с величинами из базы данных HITRAN.

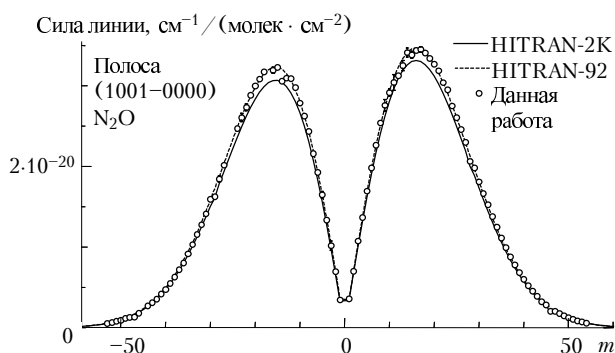


Рис. 1. Сравнение сил линий, измеренных в этой работе, с данными из HITRAN

Силы линий при 296 К приведены в третьем столбце табл. 2. Неопределенности измеренных величин, приведенные в скобках табл. 2, соответствуют стандартному отклонению в единицах последней значащей цифры. Для полосы $v_1 + v_3$ $^{14}N_2^{16}O$ силы линий, полученные нами, хорошо согласуются с величинами в HITRAN-92 [3], которые совпадают с данными AFCRL, но отличаются от данных в HITRAN-96 [3] и HITRAN-2K [4]. Силы линий, приведенные в HITRAN-96, -2K, основаны на результатах недавних экспериментов [7].

Таблица 2

Силы линий, полуширины линий, уширенные давлением N_2 и O_2 , для полосы $v_1 + v_3$ $^{14}N_2^{16}O$

m	$\nu, см^{-1}$	$S, см^{-1}/(молек \cdot см^{-2})$	$\gamma^0(N_2), см^{-1}/атм$	$\gamma^0(O_2), см^{-1}/атм$
-53	3422,140978	5,497(810)E-22*	0,0804(52)	0,0863(81)
-52	3423,513752	6,473(678)E-22	0,0629(37)	0,0709(175)
-51	3424,876347	8,055(763)E-22	0,0697(30)	0,0691(52)
-50	3426,228598	9,312(998)E-22	0,0724(93)	0,0640(128)
-49	3427,570554	1,161(83)E-21	0,0688(88)	0,0531(63)
-48	3428,900753	1,297(39)E-21	0,0700(21)	0,0601(37)
-47	3430,202512	1,324(51)E-21	0,0740(41)	0,0647(37)
-46	3431,548011	1,796(112)E-21	0,0716(42)	0,0624(45)
-45	3432,846259		0,0682(15)	0,0581(18)
-44	3434,137244	2,711(80)E-21	0,0705(32)	0,0616(44)
-43	3435,418635	3,109(64)E-21	0,0664(26)	0,0653(85)
-42	3436,690154	3,573(14)E-21	0,0705(91)	0,0729(0)
-41	3437,951438	4,189(97)E-21	0,0697(24)	0,0711(166)
-40	3439,202739	4,736(65)E-21	0,0714(13)	0,0606(20)

Продолжение табл. 2

m	ν , cm^{-1}	S , $\text{cm}^{-1}/(\text{молек} \cdot \text{cm}^{-2})$	$\gamma^0(\text{N}_2)$, $\text{cm}^{-1}/\text{атм}$	$\gamma^0(\text{O}_2)$, $\text{cm}^{-1}/\text{атм}$
-39	3440,443867	5,516(56)E-21	0,0716(7)	0,0609(12)
-38	3441,674832	6,283(61)E-21	0,0727(11)	0,0620(17)
-37	3442,895575	7,230(97)E-21	0,0733(12)	0,0627(22)
-36	3444,106147	8,060(95)E-21	0,0730(20)	0,0619(25)
-35	3445,306330	9,172(100)E-21	0,0728(15)	0,0619(22)
-34	3446,496494	1,033(67)E-20	0,0733(11)	0,0622(13)
-33	3447,676411	1,158(83)E-20	0,0733(13)	0,0622(15)
-32	3448,846073	1,280(86)E-20	0,0730(9)	0,0616(13)
-31	3450,005372	1,413(75)E-20	0,0742(11)	0,0627(13)
-30	3451,154300	1,596(12)E-20	0,0740(2)	0,0627(17)
-29	3452,295089	1,628(18)E-20	0,0747(0)	0,0628(0)
-28	3453,422192	1,845(37)E-20	-	-
-27	3454,540282	2,018(20)E-20	-	-
-26	3455,648250	-	-	-
-25	3456,745910	-	-	-
-24	3457,833255	2,474(18)E-20	0,0766(24)	0,0649(27)
-23	3458,910279	2,607(50)E-20	0,0748(2)	0,0649(19)
-22	3459,976974	2,733(40)E-20	0,0759(17)	0,0637(11)
-21	3461,033334	2,885(10)E-20	0,0776(10)	0,0664(15)
-20	3462,079353	3,000(18)E-20	0,0780(11)	0,0672(13)
-19	3463,115024	3,087(16)E-20	0,0778(20)	0,0669(22)
-18	3464,140341	3,175(33)E-20	0,0798(22)	0,0677(33)
-17	3465,155298	-	-	-
-16	3466,159890	3,193(39)E-20	-	-
-15	3467,154110	3,230(27)E-20	-	-
-14	3468,137952	3,058(14)E-20	-	0,0732(38)
-13	3469,111412	3,096(18)E-20	0,0836(25)	0,0726(27)
-12	3470,074484	3,090(19)E-20	0,0839(23)	0,0730(26)
-11	3471,027162	2,979(19)E-20	0,0846(18)	0,0739(22)
-10	3471,969441	2,786(15)E-20	0,0856(17)	0,0748(21)
-9	3472,901316	2,626(26)E-20	0,0887(24)	0,0777(25)
-8	3473,822781	2,434(19)E-20	0,0875(17)	0,0772(20)
-7	3474,733833	2,159(18)E-20	0,0897(18)	0,0789(23)
-6	3475,634465	1,926(17)E-20	-	-
-5	3476,524674	1,649(42)E-20	-	-
-4	3477,404454	1,336(12)E-20	0,0914(0)	-
-3	3478,273802	1,018(57)E-20	0,0917(4)	-
-2	3479,132711	6,943(112)E-21	0,0961(9)	-
-1	3479,981179	3,453(45)E-21	0,0105(0)	-
1	3481,646771	3,576(40)E-21	0,0997(17)	-
2	3482,463887	6,978(16)E-21	0,0100(41)	-
3	3483,270544	1,075(16)E-20	-	-
4	3484,066739	1,367(15)E-20	0,0936(21)	0,0830(23)
5	3484,852467	1,695(14)E-20	0,0904(13)	0,0803(18)
6	3485,627725	1,982(15)E-20	0,0885(10)	0,0779(15)
7	3486,392509	2,264(22)E-20	0,0883(15)	0,0775(19)
8	3487,146815	2,540(12)E-20	0,0839(9)	0,0734(1)
9	3487,890641	2,759(72)E-20	-	-
10	3488,623982	2,916(43)E-20	0,0812(11)	-
11	3489,346835	3,041(97)E-20	0,0813(8)	0,0713(2)
12	3490,059198	3,126(17)E-20	0,0805(26)	0,0703(19)
13	3490,761066	3,251(62)E-20	-	-
14	3491,452437	3,413(55)E-20	-	-
15	3492,133309	3,384(44)E-20	-	-
16	3492,803678	3,439(31)E-20	0,0817(33)	-
17	3493,463542	3,451(34)E-20	0,0819(29)	0,0703(29)
18	3494,112898	3,408(17)E-20	0,0799(22)	0,0690(22)
19	3494,751744	3,339(14)E-20	0,0789(22)	0,0678(23)
20	3495,380077	3,269(26)E-20	0,0798(24)	0,0684(23)
21	3495,997896	3,187(22)E-20	0,0784(26)	0,0668(28)
22	3496,605198	3,041(26)E-20	0,0782(27)	0,0662(32)
23	3497,201981	2,952(18)E-20	0,0761(20)	0,0648(23)
24	3497,788244	2,751(14)E-20	0,0766(26)	0,0646(28)
25	3498,363984	2,607(15)E-20	0,0762(22)	0,0645(24)
26	3498,929201	2,459(10)E-20	0,0754(17)	0,0637(19)

m	ν , cm^{-1}	S , $\text{cm}^{-1}/(\text{молек} \cdot \text{cm}^{-2})$	$\gamma^0(\text{N}_2)$, $\text{cm}^{-1}/\text{атм}$	$\gamma^0(\text{O}_2)$, $\text{cm}^{-1}/\text{атм}$
27	3499,484073	2,299(12)E-20	0,0753(20)	0,0634(24)
28	3500,029699	2,064(24)E-20	0,0764(26)	0,0644(28)
29	3500,561397	1,981(8)E-20	0,0740(17)	0,0623(20)
30	3501,084707	1,809(12)E-20	0,0741(20)	0,0624(23)
31	3501,597389	1,666(12)E-20	0,0737(19)	0,0621(24)
32	3502,099440	1,526(8)E-20	0,0739(13)	0,0625(15)
33	3502,590962	1,379(8)E-20	0,0731(16)	0,0618(21)
34	3503,071954	1,248(12)E-20	0,0738(11)	0,0624(20)
35	3503,542636	1,113(9)E-20	0,0726(17)	0,0613(26)
36	3504,002627	9,933(82)E-21	0,0724(13)	0,0615(19)
37	3504,452139	8,791(61)E-21	0,0716(14)	0,0606(22)
38	3504,891112	7,793(80)E-21	0,0718(17)	0,0607(25)
39	3505,319596	6,833(69)E-21	0,0715(12)	0,0613(15)
40	3505,737573	5,992(46)E-21	0,0716(14)	0,0608(18)
41	3506,145224	5,210(42)E-21	0,0713(12)	0,0607(16)
42	3506,542291	4,526(68)E-21	0,0708(13)	0,0613(17)
43	3506,929124	3,904(56)E-21	0,0709(8)	0,0614(16)
44	3507,305996	3,216(82)E-21	0,0689(2)	0,0587(3)
45	3507,675229	2,822(43)E-21	0,0698(18)	0,0605(21)
46	3507,996825	2,043(65)E-21	0,0697(11)	0,0611(8)
47	3508,361768	2,040(30)E-21	0,0695(7)	0,0601(14)
48	3508,697869	1,764(39)E-21	0,0704(8)	0,0616(30)
49	3509,021803	1,485(48)E-21	0,0701(16)	0,0627(28)
50	3509,335023	1,235(0)E-21	0,0729(28)	0,0664(112)
51	3509,637472	1,047(0)E-21	0,0752(37)	0,0705(167)
52	3509,929305	8,552(350)E-22	0,0682(2)	0,0625(0)
53	3510,210676	7,092(357)E-22	0,0673(13)	0,0632(28)
54	3510,481420	5,671(398)E-22	0,0657(26)	0,0627(31)

* Число 5,497(810)E-22 читать как $5,497(810) \cdot 10^{-22}$, аналогично и другие.

2. Квадрат матричного элемента дипольного момента перехода и фактор Германа–Уоллиса

На рис. 2 приведена зависимость квадратов матричного элемента дипольного момента перехода от квантового числа m для полосы $\nu_1 + \nu_3$ $^{14}\text{N}_2^{16}\text{O}$.

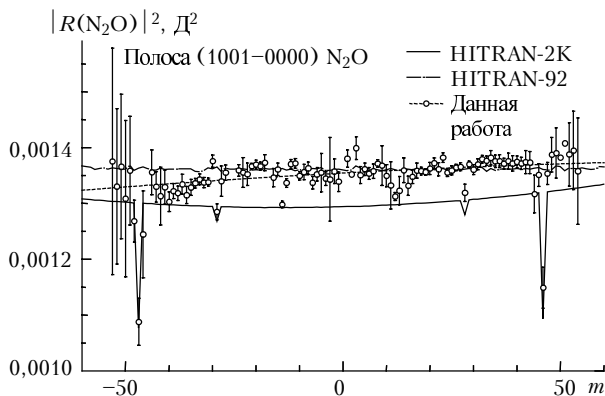


Рис. 2. Зависимость квадрата матричного элемента дипольного момента от вращательного квантового числа m для полосы $\nu_1 + \nu_3$ $^{14}\text{N}_2^{16}\text{O}$

Квадраты матричных элементов дипольных моментов переходов, определенные нами, хорошо согласуются с величинами, вычисленными из сил линий, приведенных в HITRAN-92 [2], однако есть небольшие расхождения между нашими величинами и величинами, приведенными в HITRAN-92. В базе данных HITRAN-92

фактор Германа–Уоллиса не учитывался, и резкого уменьшения сил линий при $m = -47, -29, 28$ и 46 не наблюдалось. С другой стороны, в базе данных HITRAN-2K фактор Германа–Уоллиса учитывался при расчетах сил линий и было отмечено резкое уменьшение сил линий при $m = -47, -29, 28$ и 46 .

Почти то же самое уменьшение сил линий имеется в наших данных. В столбце 2 табл. 3 приведены различия квадратов матричных элементов дипольного момента наших данных и данных других экспериментов для $\nu_1 + \nu_3$ полосы $^{14}\text{N}_2^{16}\text{O}$. Наши величины очень близки к величинам, полученным в [8].

Таблица 3

Квадраты матричных элементов дипольного момента и коэффициенты фактора Германа–Уоллиса для полосы $\nu_1 + \nu_3$ $^{14}\text{N}_2^{16}\text{O}$

Ссылки	$ R_V(\text{N}_2\text{O}) ^2$ ($\times 10^{-3} \text{ D}^2$)	$A_1 \cdot 10^{-4}$	$A_2 \cdot 10^{-6}$
[5]	$1,184 \pm 0,051$	1,85	-3,9
[6]	$1,317 \pm 0,067$	-	-
[7]	$1,292 \pm 0,009$	0,8	2,9
[8]	$1,354 \pm 0,014$	0,8	-2,84
Данная работа	$1,355 \pm 0,002$	1,53	-0,637

Линейные и квадратичные коэффициенты в факторе Германа–Уоллиса были определены из дипольных моментов переходов методом наименьших квадратов. Они приведены в столбцах 3 и 4 табл. 3 для полосы $\nu_1 + \nu_3$ $^{14}\text{N}_2^{16}\text{O}$. Следует подчеркнуть, что даже при использовании этих коэффициентов для

вычисления сил линий и/или квадратов матричных элементов дипольных моментов переходов получается значительное расхождение с экспериментальными данными для линий с $m = -47, -29, 28$ и 46 . Знаки квадратичных коэффициентов в факторе Германа–Уоллиса, определенные нами, совпадают со знаками, установленными в [5, 8], однако недавние результаты, полученные в [7], приводят к противоположным знакам для этих коэффициентов.

3. Полуширины линий, уширенные давлением N_2 и O_2

На рис. 3 и 4 приведены полуширины линий, уширенные давлением N_2 и O_2 для линий в R -, P -ветвях соответственно. Не отмечено систематического расхождения между полуширинами в обеих ветвях.

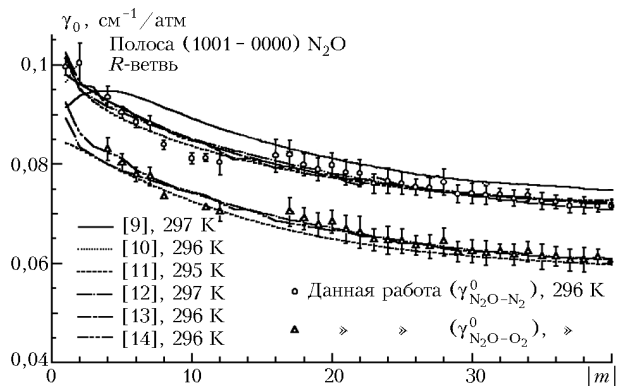


Рис. 3. Полуширины линий, уширенные давлением N_2 и O_2 , R -ветви полосы $\nu_1 + \nu_3$ $^{14}N_2^{16}O$

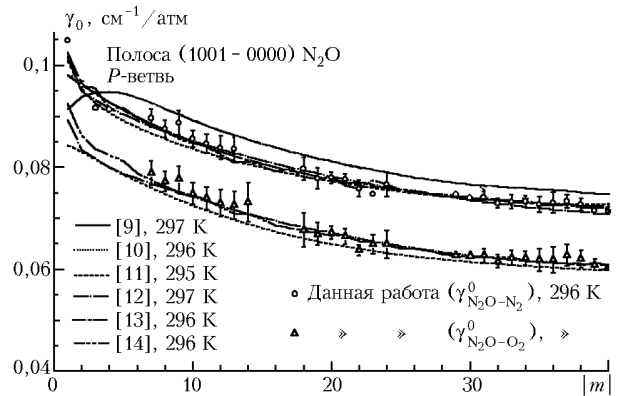


Рис. 4. Полуширины линий, уширенные давлением N_2 и O_2 , P -ветви полосы $\nu_1 + \nu_3$ $^{14}N_2^{16}O$

Полуширины линий, уширенные давлением N_2 и O_2 и определенные в этом исследовании, находятся в отличном согласии с результатами последних экспериментальных исследований [11–14]. Эти данные являются основными для полуширин линий, уширенных воздухом в спектроскопической базе данных HITRAN, и хорошо согласуются с последними экспериментальными данными и нашими результатами, исключая линии с $|m| = 12$. В [11] данные для $m < 12$ на несколько процентов меньше наших ре-

зультатов. Предыдущие значения, приведенные в [9, 10] для полуширин, на 4–5% больше наших результатов при уширении N_2 . Усредненные значения полуширин были определены методом кубической полиномиальной подгонки

$$\gamma^0(N_2O - X) = a_0 + a_1 M + a_2 M^2 + a_3 M^3, \quad (5)$$

где $M = |m|$; X – буферный газ (N_2 или O_2). Коэффициенты в приведенном кубичном полиноме, определенные из эксперимента, даны во втором и третьем столбцах табл. 4 для полуширин линий, уширенных давлением N_2 и O_2 соответственно. Эти коэффициенты определены методом наименьших квадратов для линий с $|m| = 1 \div 40$.

Таблица 4

Коэффициенты, полученные для усредненных значений полуширин линий, уширенных давлением N_2 , O_2 и воздуха

Коэффициент	N_2	O_2	Воздух
a_0	0,1039	0,08958	0,1009
a_1	-0,002726	-0,001962	-0,002564
a_2	8,661E-5*	5,016E-5	7,883E-5
a_3	-9,694E-7	-4,866E-7	-8,659E-7

* Число 8,661E-5 читать как $8,661 \cdot 10^{-5}$, аналогично и другие.

4. Полуширины линий, уширенные давлением воздуха

Полуширины линий, уширенных воздухом, которые сравнивались с данными из HITRAN, были определены из усредненных значений полуширин $\gamma^0(N_2O - N_2)$ и $\gamma^0(N_2O - O_2)$:

$$\gamma^0(N_2O - \text{air}) = 0,79 \gamma^0(N_2O - N_2) + 0,21 \gamma^0(N_2O - O_2). \quad (6)$$

Коэффициенты в кубическом полиноме для усредненных значений полуширин приведены в четвертом столбце табл. 4. Вычисленные полуширины линий, уширенные воздухом, находятся в хорошем согласии со значениями, приведенными в HITRAN, исключая $|m| = 12$, одновременно эти же полуширины в наших исследованиях примерно на 4% больше, нежели в HITRAN.

Выводы

Силы линий, полуширины линий, уширенные давлением N_2 и O_2 в полосе $\nu_1 + \nu_3$ $^{14}N_2^{16}O$, определены из спектра, зарегистрированного на Фурье-спектрометре при комнатной температуре. Силы линий, полученные нами, находятся в лучшем согласии с базой данных HITRAN-92 [2], нежели с HITRAN-96 [3] и HITRAN-2K [4]. Нами были определены квадраты матричных элементов дипольного момента и коэффициенты в факторе Германа–Уоллиса. Квадраты матричных элементов дипольного момента согласуются с экспериментальными данными [8]. Полуширины

линий, уширенные N_2 и O_2 , также согласуются с экспериментальными данными [12 – 14]. Полуширины линий, уширенные воздухом, получены из усредненных полуширин линий, уширенных N_2 и O_2 , методом кубической полиномиальной подгонки. Эти результаты могут представлять интерес для увеличения точности в спектроскопических базах данных и для дистанционного мониторинга N_2O и атмосферной температуры, а также в исследованиях термического баланса в околосредних слоях атмосферы Земли.

1. *R.A. McClatchey, W.S. Benedict, S.A. Clough, D.E. Burch, R.F. Calfee, K. Fox, L.S. Rothman, and J.S. Garing.* AFCRL, Atmospheric Absorption Line Parameters Compilation. AFCRL-TR-0096, AFCRL, Bedford, MA. (1973).
2. *L.S. Rothman, R.R. Gamache, A. Goldman, L.R. Brown, R.A. Toth, H.M. Pickett, R.L. Poynter, J.-M. Flaud, C. Camy-Peyret, A. Barbe, N. Husson, C.P. Rinsland, and M.A.H. Smith.* The HITRAN Database: 1986 Edition. *Appl. Opt.*, **26**, 4058–4097 (1987).
3. *L.S. Rothman, R.R. Gamache, R.H. Tipping, C.P. Rinsland, M.A.H. Smith, D. Chris Benner, V. Malathy Devi, J.-M. Flaud, C. Camy-Peyret, A. Perrin, A. Goldman, S.T. Massie, L.R. Brown, and R.A. Toth.* The HITRAN Molecular Database: Edition of 1991 and 1992, *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer*, **48**, 469–507 (1992).
4. *L.S. Rothman, C.P. Rinsland, A. Goldman, S.T. Massie, D.P. Edwards, J.-M. Flaud, A. Perrin, C. Camy-Peyret, V. Dana, J.-Y. Mandin, J. Schroeder, A. Mccann, R.R. Gamache, R.B. Wattson, K. Yoshino, K.V. Chance, K.W. Jucks, L.R. Brown, V. Nemtchinov, and P. Varanasi.* The HITRAN Molecular Spectroscopic Database and HAWKS (HITRAN Atmospheric Workstation): 1996 Edition, *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer*, **60**, 665–710 (1998).
5. *R.A. Toth,* Line Strengths of N_2O in the 2.9 Micron Region, *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer*, **40**, 588–604 (1971).
6. *R.H. Kagann,* Infrared Absorption Intensities for N_2O , *J. Molec. Spectrosc.* **95**, 297–305 (1982).
7. *R.A. Toth,* Line Strengths ($900\text{--}3600\text{ cm}^{-1}$), Self-broadened Linewidths, and Frequency Shifts ($1800\text{--}2360\text{ cm}^{-1}$) of N_2O , *Appl. Opt.* **32**, 7326–7365 (1993).
8. *L. Regalia, X. Thomas, A. Hamdouni, and A. Barbe,* Intensities of N_2O Measurements in the 4 and 3 mm Region Using Fourier Transform Spectrometer, *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer*, **57**, 435–444 (1997).
9. *R.A. Toth,* Self-Broadened and N_2 Broadened Linewidths of N_2O , *J. Mol. Spectrosc.* **40**, 605–615 (1971).
10. *J.S. Margolis,* Intensity and Half Width Measurements of the ($00^0_2\text{--}00^0_0$) Band of N_2O , *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer*, **12**, 751–757 (1972).
11. *N. Lacome, A. Levy, and G. Guelachvili,* Fourier Transform Measurement of Self-, N_2 -, and O_2 -broadening of N_2O Lines: Temperature Dependence of Linewidths, *Appl. Opt.* **23**, 425–435 (1984).
12. *A. Henry, M. Margottin-Maclou, and N. Lacome,* N_2 - and O_2 -broadening Parameters in the ν_3 Band of $^{14}N_2^{16}O$, *J. Mol. Spectrosc.* **111**, 291–300 (1985).
13. *R.A. Toth,* N_2 - and Air-broadened Linewidths and Frequency-shifts of N_2O , *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer*, **66**, 285–304 (2000).
14. *V. Nemtchinov, P. Varanasi, and C. Sun,* Measurements of Line Intensities and Line Widths in the ν_3 -fundamental Band of Nitrous Oxide at Atmospheric Temperatures, *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer*, (in press).
15. *L.D.G. Young,* Calculation of the Partition Function for $^{14}N_2^{16}O$, *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer*, **11**, 1265–1270 (1971).

M. Fukabori, T. Aoki, and T. Watanabe. **Line strengths, N_2 -, and O_2 -broadened half-widths in the $\nu_1+\nu_3$ band of $^{14}N_2^{16}O$ at room temperature.**

Line strengths, N_2 -, and O_2 -broadened half-widths in the $\nu_1+\nu_3$ band of $^{14}N_2^{16}O$ were determined from spectra obtained by a high-resolution Fourier transform spectrometer at room temperature. The square of the transition dipole moment matrix element and the coefficients of the Herman-Wallis factor were also determined for this band. The values of measured line strengths are close to those of HITRAN92 rather than those of HITRAN96 and HITRAN2K. The N_2 - and O_2 -broadened half-widths measured in this study were in good agreement with the results of the recent high-resolution experiments by other researchers. Air-broadened half-widths were derived from N_2 - and O_2 -broadened half-widths smoothed by a polynomial fit.