

XX СИМПОЗИУМ ПО МОЛЕКУЛЯРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ  
ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ (HIGHRUS-2023)

УДК 539.194

КОЭФФИЦИЕНТЫ СДВИГА ЛИНИЙ ОКСИДА СЕРЫ ДАВЛЕНИЕМ  
УГЛЕКИСЛОГО ГАЗА ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ: ПОЛОСА  $\nu_1+\nu_3^1$

© 2024 г. Т. А. Невзорова<sup>a, \*</sup>, А. С. Дударёнок<sup>a, \*\*</sup>, Н. А. Лаврентьев<sup>a, \*\*\*</sup>, А. Д. Быков<sup>a, \*\*\*\*</sup>,  
Н. Н. Лаврентьева<sup>a, \*\*\*\*\*</sup>

<sup>a</sup>Институт оптики атмосферы им. ак. В. Е. Зуева СО РАН

634055, Томск, Россия

\*e-mail: taalen@iao.ru

\*\*e-mail: dudaryon@iao.ru

\*\*\*e-mail: lnick@iao.ru

\*\*\*\*e-mail: bykov@iao.ru

\*\*\*\*\*e-mail: lnn@iao.ru

Поступила в редакцию 09.11.2023 г.

После доработки 09.11.2023 г.

Принята к публикации 21.11.2023 г.

Представлены рассчитанные при комнатной температуре коэффициенты сдвига линий оксида серы давлением углекислого газа в полосе  $\nu_1+\nu_3$  с вращательными квантовыми числами  $J$  от 0 до 70 и  $K_a$  от 0 до 20. Данные получены с использованием полуэмпирического метода, основанного на ударной полуклассической теории уширения и модифицированного включением в расчетную схему корректирующего фактора. Результаты расчетов находятся в хорошем согласии с литературными данными.

**Ключевые слова:** параметры контура линии, сдвиг линии, оксид серы, углекислый газ

**DOI:** 10.31857/S0044453724060074, **EDN:** PXUXEH

## ВВЕДЕНИЕ

Информация об ударных параметрах контура спектральных линий оксида серы при уширении углекислым газом представляет интерес для исследований эволюции и свойств углекислых атмосфер планет земной группы и экзопланет [1]. Поскольку сернистый и углекислый газы являются газами вулканического происхождения, коэффициенты уширения и сдвига линий  $\text{SO}_2$  давлением  $\text{CO}_2$  важны в задачах мониторинга газов в атмосфере Земли.

Традиционно в базе спектроскопической информации HITRAN [2] размещались сдвиги линий, индуцированные только давлением воздуха. В 2016 г. для расширения возможностей использования HITRAN для планетарных исследований в банк были добавлены параметры контура линий, индуцированные давлением углекислого газа, для нескольких молекул, в том числе для оксида серы [3]. Однако, поскольку к тому моменту не были опубликованы сдвиги линий  $\text{SO}_2\text{-CO}_2$ , то их значения были приняты равными нулю. При последнем обновлении [4] в базе были

размещены экспериментальные [5] и полуэмпирические данные.

Несмотря на важность изучения параметров контура линий оксида серы как для астрофизических, так и земных исследований, к настоящему времени имеется только одна работа [5], где приводятся коэффициенты сдвига линий  $\text{SO}_2\text{-CO}_2$ . В этой работе [5] данные были получены на фурье-спектрометре Bruker IFS125 HR с разрешением  $0.002\text{--}0.003\text{ см}^{-1}$  и отношением сигнала к шуму 1500 в области  $2450\text{--}2530\text{ см}^{-1}$ . Параметры линий были восстановлены с помощью процедуры мультиспектральной подгонки [6,7], в которой нелинейный метод наименьших квадратов применялся одновременно к спектрам, зарегистрированным в различных экспериментальных условиях. Были определены параметры для 1421 линии в полосе  $\nu_1+\nu_3$  и для 254 линий в горячей полосе  $\nu_1+\nu_2+\nu_3-\nu_2$  основной изотопической модификации  $^{32}\text{S}^{16}\text{O}_2$ , а также для 116 линий полосы  $\nu_1+\nu_3$  изотополога  $^{34}\text{S}^{16}\text{O}_2$  [5]. Сдвиги малы для абсолютного большинства линий, в среднем они составляют  $\sim 0.003\text{ см}^{-1}\text{атм}^{-1}$ . Статистическая погрешность определения сдвигов линий достаточно велика (достигает 100%). К основным

<sup>1</sup> Иркутская обл., пос. Чара, 3–7 июля 2023 года

источникам неопределенностей относятся положение базовой линии, возмущение из-за соседних линий и неопределенность измерений парциальных давлений оксида серы и углекислого газа. Неопределенности подгонки коэффициента сдвига давлением  $\text{CO}_2$  во многих случаях довольно велики из-за сильного перекрытия линий [5]. Разброс значений сдвигов линий в полосе  $\nu_1 + \nu_3$  для основной изотопической модификации  $^{32}\text{S}^{16}\text{O}_2$  составляет от  $-0.03363$  до  $0.02142 \text{ см}^{-1}\text{атм}^{-1}$ , при этом вращательные квантовые числа нижнего состояния  $J$  и  $K_a$  находятся в пределах от 0 до 70 и от 0 до 21 соответственно. Величины сдвигов линий в горячей полосе  $\nu_1 + \nu_2 + \nu_3 - \nu_2$  варьируются в диапазоне от  $-0.03748$  до  $0.0293 \text{ см}^{-1}\text{атм}^{-1}$ , квантовые числа  $J$  и  $K_a$  – от 12 до 47 и от 0 до 13 соответственно. Коэффициенты сдвига линий в полосе  $\nu_1 + \nu_3$  изотопа  $^{34}\text{S}^{16}\text{O}_2$  – от  $-0.07288$  до  $0.03015 \text{ см}^{-1}\text{атм}^{-1}$ , квантовые числа  $J$  и  $K_a$  – от 4 до 36 и от 0 до 13 соответственно. У экспериментальных данных не наблюдаются четких зависимостей от вращательных квантовых чисел  $J$  и  $K_a$ .

В нашей предыдущей работе [8] были представлены результаты расчетов при комнатной температуре коэффициентов уширения линий  $\text{SO}_2$  давлением  $\text{CO}_2$  для двух массивных списков колебательно-вращательных переходов. В первом списке даны параметры для всех переходов А-типа, представленных в банке HITRAN. Во втором списке содержатся данные для всех возможных переходов в Р-, Q-, R-ветвях перпендикулярной полосы  $\nu_1 + \nu_3$  (вращательные квантовые числа  $J=0-100$ ,  $K_a=0-20$ ,  $|\Delta K_a|=0,2,4$ ). В данной работе мы рассчитали коэффициенты сдвига  $\sim 1400$  линий  $\text{SO}_2$  давлением  $\text{CO}_2$  в полосе  $\nu_1 + \nu_3$ .

В следующем разделе представлены описание методики и детали расчетов. В разделе 3 приводятся результаты вычислений коэффициентов сдвига линий  $\text{SO}_2$  давлением  $\text{CO}_2$  при комнатной температуре, в последнем разделе – некоторые выводы и перспективы дальнейших исследований.

## МЕТОДИКА И ДЕТАЛИ РАСЧЕТА

В данной работе для вычислений использовался полуэмпирический метод [9], основанный на ударной полуклассической теории уширения и модифицированный включением в расчетную схему корректирующего фактора. В рамках подхода сдвиг спектральной линии, соответствующий переходу  $i \rightarrow f$ , описывается формулой:

$$\delta_{if} = B(i, f) + \sum_{i'} D^2(ii' | l) P_l(\omega_{ii'}) + \sum_{f'} D^2(ff' | l) P_l(\omega_{ff'}), \quad (1)$$

где

$$B(i, f) = -\frac{n}{c} \frac{3\pi}{8\hbar\nu} \alpha_2 \left[ (\mu_f^2 - \mu_i^2) + \frac{3I_2(\alpha_f - \alpha_i)}{2(I + I_2)} \right] \times \sum_p \rho(p) \int_0^\infty \nu F(\nu) b_0^{-3}(\nu, p, i, f) d\nu, i, f -$$

квантовые числа начального и конечного состояний поглощающей молекулы,  $D^2(ii'|l)$  и  $D^2(ff'|l)$  – силы дипольных ( $l=1$ ), квадрупольных ( $l=2$ ) переходов,  $P_l(\omega_{ii'})$  и  $P_l(\omega_{ff'})$  – функции эффективности для каналов рассеяния  $i \rightarrow i'$  и  $f \rightarrow f'$ ,  $n$  – число молекул буферного газа в единице объема,  $\nu$  – относительная скорость сталкивающихся молекул,  $\alpha_2$  – средняя дипольная поляризуемость уширяющей молекулы,  $\mu_i$ ,  $\mu_f$  и  $\alpha_i$ ,  $\alpha_f$  – дипольные моменты и средние дипольные поляризуемости поглощающей молекулы в начальном и конечном состояниях,  $I$  и  $I_2$  – потенциалы ионизации поглощающей и уширяющей молекул,  $\rho(p)$  – заселенность уровня  $p$  уширяющей молекулы,  $F(\nu)$  – функция распределения Максвелла,  $b_0(\nu, p, i, f)$  – параметр прерывания из теории Андерсона [10,11].

В расчетах коэффициентов сдвига линий для системы  $\text{SO}_2$ - $\text{CO}_2$  учитывались электростатические (диполь-квадрупольные, квадруполь-квадрупольные) и поляризационные взаимодействия. Величины мультипольных моментов, потенциалы ионизации и средние дипольные поляризуемости поглощающей и уширяющей молекул  $\text{SO}_2$  и  $\text{CO}_2$ , необходимые при вычислениях сдвигов линий, взяты из работ [12–16] (табл. 1). Поскольку в литературе нет данных по значениям  $\alpha_f$  для молекулы  $\text{SO}_2$  в возбужденном состоянии, мы подобрали  $\alpha_f$ , исходя из сравнения вычисленных и экспериментальных [5] коэффициентов сдвига линий, получили  $\alpha_f = 4.001 \text{ \AA}^3$ . Расчеты выполнялись для комнатной температуры  $T = 296 \text{ К}$ .

Существенный вклад в величину сдвига линий оксида серы в полосе  $\nu_1 + \nu_3$  вносят поляризационные взаимодействия, входящие в изотропную часть потенциала  $S_1(b)$ , а именно первое слагаемое  $B(i, f)$  в формуле (1): первая часть обусловлена индукционными, а вторая – дисперсионными взаимодействиями, причем последние дают преобладающий

**Таблица 1.** Молекулярные параметры, использованные при расчетах

Молекула	$\mu$ , Д	$\Theta$ , Д· $\text{\AA}$	$I$ , эВ	$\alpha$ , $\text{\AA}^3$
$\text{SO}_2$	1.61	4.4	12.34	3.78
$\text{CO}_2$	0	-4.02	13.79	2.59

Обозначения:  $\mu$  – дипольный момент,  $\Theta$  – квадрупольный момент,  $I$  – потенциал ионизации,  $\alpha$  – средняя дипольная поляризуемость.

Таблица 2. Коэффициенты сдвига  $\delta$  линий  $\text{SO}_2$  давлением  $\text{CO}_2$  в полосе  $\nu_1 + \nu_3$ 

$J' K_a' K_c' \leftarrow J'' K_a'' K_c''$	$\delta, \text{см}^{-1}\text{атм}^{-1}$	$J' K_a' K_c' \leftarrow J'' K_a'' K_c''$	$\delta, \text{см}^{-1}\text{атм}^{-1}$	$J' K_a' K_c' \leftarrow J'' K_a'' K_c''$	$\delta, \text{см}^{-1}\text{атм}^{-1}$
2 0 2 $\leftarrow$ 1 0 1	-0.00542	36 0 36 $\leftarrow$ 35 0 35	-0.00379	70 0 70 $\leftarrow$ 69 0 69	-0.00326
4 0 4 $\leftarrow$ 3 0 3	-0.00515	38 0 38 $\leftarrow$ 37 0 37	-0.00298	72 0 72 $\leftarrow$ 71 0 71	-0.00305
6 0 6 $\leftarrow$ 5 0 5	0.00334	40 0 40 $\leftarrow$ 39 0 39	-0.00247	74 0 74 $\leftarrow$ 73 0 73	-0.00371
8 0 8 $\leftarrow$ 7 0 7	0.00215	42 0 42 $\leftarrow$ 41 0 41	-0.00380	76 0 76 $\leftarrow$ 75 0 75	-0.00324
10 0 10 $\leftarrow$ 9 0 9	-0.00020	44 0 44 $\leftarrow$ 43 0 43	-0.00281	78 0 78 $\leftarrow$ 77 0 77	-0.00329
12 0 12 $\leftarrow$ 11 0 11	-0.00029	46 0 46 $\leftarrow$ 45 0 45	-0.00322	80 0 80 $\leftarrow$ 79 0 79	-0.00352
14 0 14 $\leftarrow$ 13 0 13	-0.00002	48 0 48 $\leftarrow$ 47 0 47	-0.00346	82 0 82 $\leftarrow$ 81 0 81	-0.00328
16 0 16 $\leftarrow$ 15 0 15	-0.00048	50 0 50 $\leftarrow$ 49 0 49	-0.00276	84 0 84 $\leftarrow$ 83 0 83	-0.00365
18 0 18 $\leftarrow$ 17 0 17	0.00035	52 0 52 $\leftarrow$ 51 0 51	-0.00399	86 0 86 $\leftarrow$ 85 0 85	-0.00344
20 0 20 $\leftarrow$ 19 0 19	-0.00099	54 0 54 $\leftarrow$ 53 0 53	-0.00314	88 0 88 $\leftarrow$ 87 0 87	-0.00332
22 0 22 $\leftarrow$ 21 0 21	-0.00107	56 0 56 $\leftarrow$ 55 0 55	-0.00277	90 0 90 $\leftarrow$ 89 0 89	-0.00367
24 0 24 $\leftarrow$ 23 0 23	-0.00057	58 0 58 $\leftarrow$ 57 0 57	-0.00380	92 0 92 $\leftarrow$ 91 0 91	-0.00345
26 0 26 $\leftarrow$ 25 0 25	-0.00255	60 0 60 $\leftarrow$ 59 0 59	-0.00303	94 0 94 $\leftarrow$ 93 0 93	-0.00342
28 0 28 $\leftarrow$ 27 0 27	-0.00183	62 0 62 $\leftarrow$ 61 0 61	-0.00322	96 0 96 $\leftarrow$ 95 0 95	-0.00358
30 0 30 $\leftarrow$ 29 0 29	-0.00242	64 0 64 $\leftarrow$ 63 0 63	-0.00343	98 0 98 $\leftarrow$ 97 0 97	-0.00349
32 0 32 $\leftarrow$ 31 0 31	-0.00303	66 0 66 $\leftarrow$ 65 0 65	-0.00302	100 0 100 $\leftarrow$ 99 0 99	-0.00365
34 0 34 $\leftarrow$ 33 0 33	-0.00221	68 0 68 $\leftarrow$ 67 0 67	-0.00379		

вклад. Второе и третье слагаемые в формуле (1) определяются вторым порядком функции эффективности взаимодействия  $S_2(b)$ , которая для случая  $\text{SO}_2\text{--CO}_2$  может быть записана в виде

$$S_2(b) = S_2^{12e}(b) + S_2^{22e}(b) + S_2^{22p}(b) + S_2^{02p}(b) + S_2^{20p}(b). \quad (2)$$

Здесь верхние индексы  $e$  и  $p$  означают электростатическую и поляризационную части межмолекулярного потенциала соответственно. Слагаемые  $S_2^{12e}(b)$  и  $S_2^{22e}(b)$  обусловлены диполь-квадрупольными ( $\sim \frac{1}{b_0^6}$ ) и квадруполь-квадрупольными ( $\sim \frac{1}{b_0^8}$ ) частями потенциала, тогда как  $S_2^{22p}(b)$ ,  $S_2^{02p}(b)$ ,  $S_2^{20p}(b)$  — индукционными и дисперсионными ( $\sim \frac{1}{b_0^{10}}$ ) взаимодействиями [11].

Таким образом, величина сдвига колебательно-вращательной линии, индуцированного давлением буферного газа, складывается из двух составляющих. Первая часть ( $S_1$ ) вносит “монотонный по  $J$ ” вклад, величина которого всегда отрицательна и увеличивается с ростом колебательного возбуждения. В нашем случае верхнему колебательному состоянию  $\nu_1 + \nu_3$  соответствуют два колебательных кванта, поэтому вклад от  $S_1$  мал. Вторая часть ( $S_2$ ) обуславливает осциллирующий характер величин сдвигов. Поскольку для случая  $\text{SO}_2\text{--CO}_2$

значения  $b_0$ , получаемые при решении уравнения  $S_2(b_0) = 1.0$ , достаточно большие (варьируются от 7.0 до 9.8 Å), то значения сдвигов линий являются слабо осциллирующими.

В полуэмпирическом методе [9] функции эффективности взаимодействия могут рассматриваться как произведение функций эффективности из теории Андерсона [10,11] и корректирующего фактора, форма которого подбирается отдельно для каждой рассматриваемой системы взаимодействующих молекул. Из анализа вращательных зависимостей измеренных сдвигов линий  $\text{SO}_2\text{--CO}_2$  корректирующий фактор был выбран в виде двухпараметрического выражения

$$C(J) = \frac{c_1}{1 + c_2 \sqrt{J}}, \quad (3)$$

где  $c_1, c_2$  — подгоночные параметры. Полуэмпирические параметры ( $c_1=90.0, c_2=1.0$ ) были определены подгонкой к данным R-ветви [5].

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В результате вычислений были получены сдвиги линий P-, Q-, R-ветвей в перпендикулярной полосе  $\nu_1 + \nu_3$  с вращательными квантовыми числами  $J$  от 0 до 70,  $K_a$  от 0 до 20 и  $\Delta K_a = 0$  при комнатной температуре. Полный список, включающий данные для  $\sim 1400$  переходов, представлен в приложении, пример для R-ветви приведен в табл. 2. Значения сдвигов линий находятся в интервале от  $-0.0189$  до

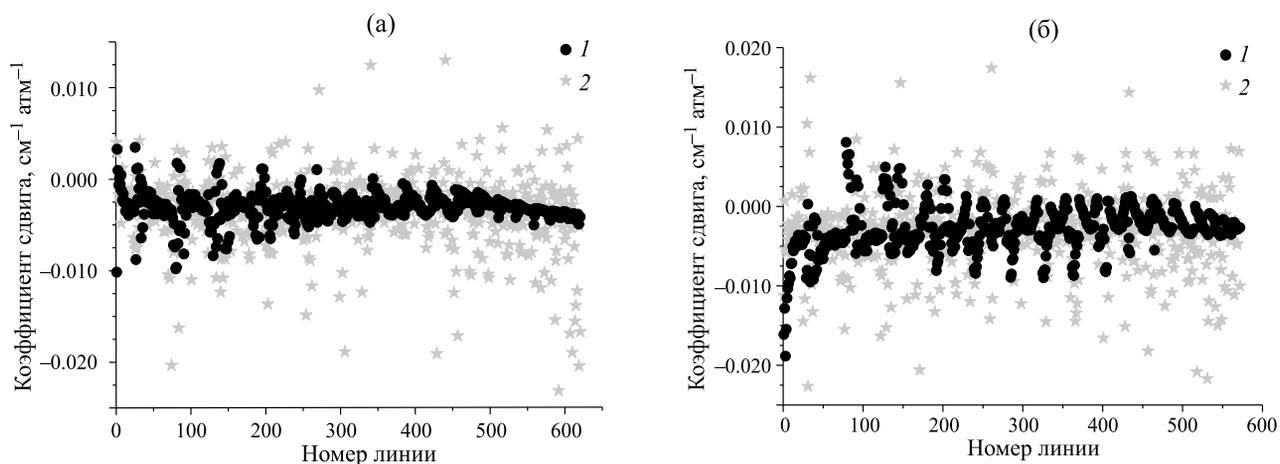


Рис. 1. Рассчитанные (1) и экспериментальные (2) коэффициенты сдвига линий  $\text{SO}_2$  давлением  $\text{CO}_2$  для случая R- (а) и P-ветвей (б).

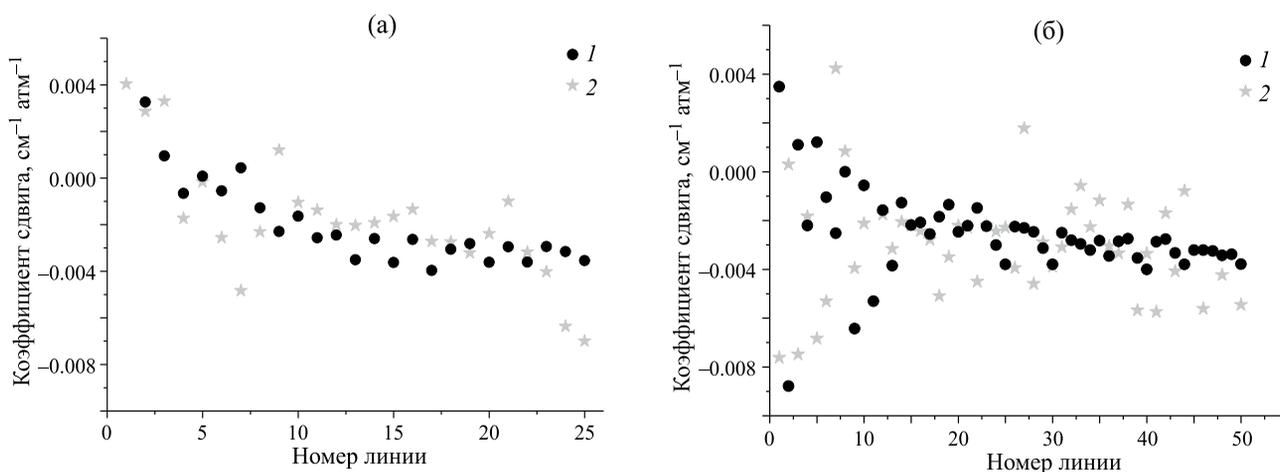


Рис. 2. Рассчитанные (1) и экспериментальные (2) коэффициенты сдвига линий  $\text{SO}_2$  давлением  $\text{CO}_2$  для случая R-ветви при  $K_a = 0$  (а), 1 (б).

$0.0160 \text{ см}^{-1}\text{атм}^{-1}$ , в основном, они отрицательны, среднее значение составляет  $-0.0029 \text{ см}^{-1}\text{атм}^{-1}$ .

Мы сравнили полученные нами данные с результатами измерения [5]. Поскольку в работе [5] имеется большой массив сдвигов линий, мы для наглядности разделили экспериментальные данные в полосе  $\nu_1 + \nu_3$  на группы с одинаковыми значениями вращательных квантовых чисел  $K_a$  от минимального до максимального, внутри каждой группы упорядочили переходы по увеличению квантового числа  $J$ . На рис. 1 приведены рассчитанные и измеренные значения коэффициентов сдвига линий, соответствующих систематизированному в таком порядке переходам отдельно для R- и P-ветвей. На рис. 2 показаны данные для R-ветви при  $K_a=0$  и  $K_a=1$ . Наблюдается хорошее согласие данных: среднеквадратичные отклонения (СКО) для всех переходов одновременно

и отдельно для переходов P-, Q-, R-ветвей равны  $0.0061 \text{ см}^{-1}\text{атм}^{-1}$ ,  $0.0054 \text{ см}^{-1}\text{атм}^{-1}$ ,  $0.01 \text{ см}^{-1}\text{атм}^{-1}$  и  $0.0045 \text{ см}^{-1}\text{атм}^{-1}$  соответственно. В табл. 3 приведены величины СКО для групп переходов R-ветви с одинаковыми значениями  $K_a$ . Видно, что согласие рассчитанных данных с измеренными лучше для линий с малыми  $K_a$ , которые имеют большие интенсивности.

Около 90% всех экспериментальных сдвигов линий попадают в интервал от  $-0.01$  до  $0.005 \text{ атм}^{-1}$ . В целом, наблюдается хаотический разброс значений без четкой вращательной зависимости кроме нескольких случаев. В R-ветви при  $K_a = 0$  (рис. 2а) значения сдвигов уменьшаются при увеличении  $J$ , такая же картина наблюдается и для рассчитанных сдвигов. В R-ветви при  $K_a = 1$  (рис. 2б) для  $J > 20$  данные как в эксперименте, так и в расчете слабо меняются от линии к линии, для меньших

**Таблица 3.** Величины среднеквадратичных отклонений рассчитанных и измеренных [5] коэффициентов сдвига линий SO<sub>2</sub> давлением CO<sub>2</sub> для случая R-ветви

$K_a$	$N$	$J_{\text{мин}} - J_{\text{макс}}$	СКО, см <sup>-1</sup> атм <sup>-1</sup>	$K_a$	$N$	$J_{\text{мин}} - J_{\text{макс}}$	СКО, см <sup>-1</sup> атм <sup>-1</sup>
0	25	2–68	0.0034	11	31	12–53	0.0041
1	50	4–67	0.0052	12	27	13–57	0.0034
2	48	2–67	0.0039	13	24	13–58	0.0059
3	56	3–67	0.0036	14	24	14–55	0.0047
4	48	5–65	0.0036	15	21	15–51	0.0069
5	41	5–62	0.0032	16	13	18–50	0.0092
6	39	6–61	0.0039	17	12	22–43	0.0037
7	34	7–63	0.0038	18	8	24–45	0.0074
8	42	8–62	0.0022	19	6	27–40	0.0097
9	36	10–59	0.0022	20	3	24–38	0.0116
10	33	10–59	0.0048				

Обозначения:  $N$  – число переходов.

значений  $J$  в случае переходов с  $J = K_a + K_c - 1$  сдвиги линий уменьшаются, для переходов с  $J = K_a + K_c$  увеличиваются.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полуэмпирический метод применен для вычисления индуцированных давлением углекислого газа сдвигов линий полярной молекулы оксида серы в полосе  $\nu_1 + \nu_3$  для ~1400 колебательно-вращательных переходов. Полученные параметры контура линий и имеющиеся литературные данные находятся в хорошем согласии. В дальнейшем планируется провести расчеты для всех линий, представленных в банке спектроскопической информации HITRAN в данной полосе. Банк данных HITRAN содержит параметры спектральных линий для всех атмосферных газов, используя которые можно рассчитывать спектры поглощения в широких диапазонах [17,18]. Чтобы выполнить вычисления в других полосах поглощения требуются новые экспериментальные сдвиги линий для уточнения параметров молекулы оксида серы в возбужденном состоянии.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИОА СО РАН.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Forget F., Leconte J.* // Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. 2014. V. 372. 20130084. P. 1. <https://doi.org/10.1098/rsta.2013.0084>
2. *Gordon I.E., Rothman L.S., Hill C. et al.* // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf. 2016. V. 203 P. 3. <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2017.06.038>
3. *Wilzewski J.S., Gordon I., Kochanov R.V. et al.* // Ibid. 2016. V. 168. P. 193. <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2015.09.003>
4. *Gordon I.E., Rothman L.S., Hargreaves R.J. et al.* // Ibid. 2022. V. 277. Is. 1. 107949. P. 1. <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2021.107949>
5. *Borkov Yu.G., Lyulin O.M., Petrova T.M. et al.* // Ibid. 2019. V. 225. P. 119. <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2018.12.030>
6. *Carlotti M.* // Appl. Opt. 1988 V.27 P. 3250–4. <https://doi.org/10.1364/AO.27.003250>
7. *Benner D.C., Rinsland C.P., Malathy Devi V. et al.* // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf. 1995. V.53 P. 705–21. [https://doi.org/10.1016/0022-4073\(95\)00015-D](https://doi.org/10.1016/0022-4073(95)00015-D)
8. *Невзорова Т.А., Дударёнок А.С., Лаврентьев Н.А., Лаврентьева Н. Н.* // Опт. Атм. Ок. 2023. Т. 36. № 2. С. 81. <https://doi.org/10.15372/AOO20230201>
9. *Bykov A.D., Lavrentieva N.N., Sinita L.N.* // Mol. Phys. 2004. V. 102. Is. 14–15. P. 1653. <https://doi.org/10.1080/00268970410001725765>
10. *Anderson P.W.* // Phys. Rev. 1949 V. 76. P. 647. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.76.647>
11. *Tsao C.J., Curnutte B.* // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf. 1961 V. 2. P. 41. [https://doi.org/10.1016/0022-4073\(62\)90013-4](https://doi.org/10.1016/0022-4073(62)90013-4)
12. *Стариков В.И., Лаврентьева Н.Н.* Столкновительное уширение спектральных линий поглощения молекул атмосферных газов. Томск: Изд-во Института оптики атмосферы СО РАН, 2006.
13. *Рауц А.А., Смирнов Б.М.* Справочник по атомной и молекулярной физике М: Атомиздат, 1980. 280 с.
14. *Gray C.G., Gubbins K.E.* Theory of Molecular Fluids. V. 1: Fundamentals. Oxford: Clarendon Press, 1984. 626 p.

15. *Herzberg G.*, Electronic Spectra and Electronic Structure of Polyatomic Molecules. Van Nostrand, New York, 1966.
16. *Graham C., Pierrus J., Raab R.E.* // Mol. Phys. 1989. V. 67. № 4. P. 939.  
<https://doi.org/10.1080/00268978900101551>
17. *Чеснокова Т.Ю., Фирсов К.М.* // Опт. Атм. Ок. 2023. Т. 36. № 5. С. 387.  
<https://doi.org/10.15372/AOO20230509>
18. *Фисов К.М., Чеснокова Т.Ю., Размолов А.А.* // Там же. 2022. Т. 35. № 12. С. 1029.  
<https://doi.org/10.15372/AOO20221210>