

$$\nu_{1,2,3} = \nu/2 \omega_{1,2,3}^2 \quad \nu_{гр1,2,3} = k_{1,2,3} \omega_{1,2,3}/a^2 (1 + \omega_{1,2,3}^2).$$

Из (6) видно, что взаимодействуют лишь нечетные моды по поперечному индексу, что характерно для волновода с плоскими границами (такая же ситуация выявилась в [5]). Напомним, что $\omega_{1,2}$ — волны на ветви с индексом n , а ω_3 — волна с поперечным индексом m (высшая частота). Матричные коэффициенты для других случаев, удовлетворяющих условиям (5), как показывают вычисления, равны нулю. Это обстоятельство обусловлено спецификой поляризации, отмеченной выше

Порог параметрической неустойчивости по отношению к волнам низших частот равен*

$$|a_3^0| > \nu(2\pi n + 1)/8\alpha = a_n \quad (14)$$

при условии $\omega_3^2 \gg \omega_{1,2}^2 \gg \nu^2$ ($\omega_i/c \sim k_i$). Оценим пороговое поле для полупроводниковой плазмы InSb с параметрами: концентрация носителей $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $m_e \sim 0,01 m$ (m_e — масса электрона в плазме), температура — 77 К, $\nu \sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$; тогда при $\omega_3 \sim 2 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ (длина волны 0,6 мкм) пороговое поле $\sim 1 \text{ кВ/см}$ (здесь считается $n = 1$, $m = 3$, $d \sim 1 \text{ см}$)

ЛИТЕРАТУРА

1. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны — М.: Сов. радио, 1957.
2. Кондратенко А. Н. Плазменные волноводы. — М.: Атомиздат, 1976.
3. Дворяковский В. П., Петрухин Н. С., Файнштейн С. М. — Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана, 1978, 14, с 21
4. Дворяковский В. П., Петрухин Н. С., Файнштейн С. М. — Физика плазмы, 1979, 5, с. 79.
5. Дворяковский В. П., Файнштейн С. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 13, № 5, с. 533.
6. Баранчук Н. С., Кармелюк М. А., Левитский С. М., Филоненко Е. Г. — ЖТФ, 1975, 45, с. 751.

Горьковский политехнический институт

Поступила в редакцию
5 января 1981 г.

УДК 621.378

ИССЛЕДОВАНИЯ СДВИГОВ МИКРОВОЛНОВЫХ ЛИНИЙ ДАВЛЕНИЕМ ГАЗОВ

С. П. Белов, В. П. Казаков, А. Ф. Крупнов, А. А. Мельников, В. А. Сворцов

Сдвиги молекулярных линий давлением газов несут информацию о межмолекулярных взаимодействиях и должны учитываться в прецизионной спектроскопии. Вместе с тем экспериментальные данные о сдвигах пока немногочисленны, что делает особенно важным в настоящее время накопление, по возможности однородных, данных

В настоящей работе описываются экспериментальные исследования сдвигов молекулярных линий давлением газов ряда молекул, выполненные авторами в последнее время, и уточняются обнаруженные ранее [1] некоторые закономерности сдвигов. Экспериментальные исследования, как и ранее, проводились с помощью спектрометра РАД в субмиллиметровом диапазоне длин волн. Образец экспериментальной зависимости частоты перехода $a(1,0) \leftarrow s(0,0)$ $^{14}\text{NH}_3$ в состоянии $\nu_4 = 1$ от давления аммиака приведен на рис 1. Результаты исследований (вместе с данными других авторов)

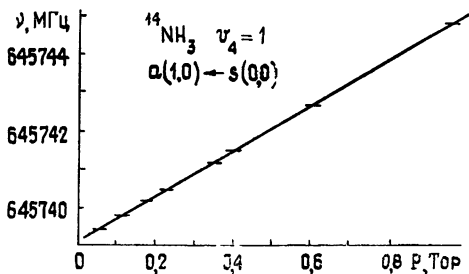


Рис. 1.

представлены в табл. 1—3 соответственно для самосдвига линий $J = 1 \leftarrow 0$ симметричных волчков (табл. 1), сдвига частот вращательных линий различных молекул давлением постороннего газа, молекулы которого являются симметричными волчками

* При $|a_3| \gg |a_n|$ инкремент параметрической неустойчивости имеет вид

$$\Gamma \sim (4/\pi)(2\pi n + 1)^{-1} (\omega_3^4/a^2 \omega^3 c) |a_3^0|.$$

(табл. 2), и сдвига частоты линии $J = 1 \leftarrow 0$ молекулы PH_3 давлением инертных газов и газов, состоящих из неполярных молекул (табл. 3). В таблицах $\Delta\nu_c$ — параметр сдвига (сдвиг на единицу давления), ν — частота исследуемого перехода, μ — дипольный момент и M — молекулярный вес.

Таблица 1

Самосдвиг давлением частоты перехода $J = 1 \leftarrow 0$ в молекулах типа симметричного волчка

Молекула	Состояние	$J = 1 \leftarrow 0$ ν , ГГц	μ , Дэб	$\Delta\nu_c$, МГц/Тор	M , а. е. м.	r , 10^{27} ед. CGSE	r' , 10^{27} ед. CGSE	Литера- тура
$^{14}\text{NH}_3$	$\nu_4 = 1$	645,74	1,459	+5,85(15)	17	3,19	0,77	
$^{14}\text{NH}_3$	$\nu_4 = 1$	577,33	1,459	+5,75(25)	17	3,51	0,94	
$^{14}\text{NH}_3$	$\nu_2 = 1$	466,25*	1,25	+3,2	17	3,3	0,88	[2]
$^{15}\text{NH}_3$	$\nu_2 = 1$	430,04*	1,25	+3,15	18	3,52	0,83	[2]
PH_3	основ.	266,96	0,57	+0,56	34	4,84	0,83	[3]
PH_3	основ.	266,96	0,57	+0,56	34	4,84	0,83	[4]
PH_3	$\nu_2 = 1$	256,27	0,57	+0,56	34	5,04	0,86	[3]
$\text{CH}_3^{35}\text{Cl}$	основ.	26,59	1,89	+1	50	7,88	1,11	[5]
AsH_3	основ.	224,90**	0,22	+0,15(2)	78	10,3	1,17	[11]
AsH_3	основ.	224,94***	0,22	+0,15(2)	78	10,3	1,17	[11]
AsH_3	основ.	224,97****	0,22	+0,15(2)	78	10,3	1,17	[11]
$\text{CH}_3^{79}\text{Br}$	основ.	19,14	1,80	+0,85	94	10,3	1,06	[6]
$\text{CH}_3^{127}\text{I}$	основ.	15,00	1,65	+0,70	142	12,9	1,08	[6]

* $J = 0 \leftarrow 1$,

** $F' \leftarrow F = 3/2 \leftarrow 3/2$,

*** $5/2 \leftarrow 3/2$,

**** $1/2 \leftarrow 3/2$,

$r = \Delta\nu_c/\nu\mu^2$, $r' = \Delta\nu_c/\nu\mu^2 M^{1/2}$.

Таблица 2

Сдвиг частот вращательных переходов молекул (1) давлением постороннего газа (2)

Молекула (1)	μ_1 , Дэб	Переход	ν , ГГц	Молекула (2)	μ_2 , Дэб	$\Delta\nu_c$, МГц/Тор	r' , 10^{27} ед. CGSE
CH_3Cl	1,892	$J = 1 \leftarrow 0$	26,59	CH_3F	1,79	+1,14[7]	1,49
CH_3Cl	1,892	$J = 1 \leftarrow 0$	26,59	CH_3I	1,647	+0,79[7]	0,83
H_2^{18}O	1,84	$1_{10} \leftarrow 1_{01}$	547,7	NH_3	1,468	+6,0	0,71
H_2^{17}O	1,84	$1_{10} \leftarrow 1_{01}$	552,0	NH_3	1,468	+6,3	0,75
H_2^{16}O	1,84	$1_{10} \leftarrow 1_{01}$	556,9	NH_3	1,468	+6,0	0,72

$$r' = \Delta\nu_c/\nu\mu_1\mu_2 M_{\text{прив}}^{1/2}, \quad \text{где } M_{\text{прив}} = 2M_1 M_2 (M_1 + M_2)^{-1}.$$

Таблица 3

Параметр сдвига частоты перехода $J = 1 \leftarrow 0$ молекулы PH_3 давлением инертных газов и неполярных молекул

Партнеры по соударению	$\Delta\nu_c$, МГц/Тор	Партнеры по соударению	$\Delta\nu_c$, МГц/Тор
$\text{PH}_3\text{-He}$	+0,039(20) [12]	$\text{PH}_3\text{-H}_2$	+0,040(50)
$\text{PH}_3\text{-Ne}$	+0,045(20) [12]	$\text{PH}_3\text{-N}_2$	+0,090(50)
$\text{PH}_3\text{-Ar}$	+0,109(30) [12]	$\text{PH}_3\text{-CO}_2^{18}$	+0,140(50)
$\text{PH}_3\text{-Xe}$	+0,142(50) [12]		

Из представленных данных можно сделать некоторые выводы:

1) Для переходов $J = 1 \leftarrow 0$ симметричных волчков (табл. 1) на большом числе линий подтверждается обнаруженная ранее [1] зависимость

$$\Delta\nu_c = r(M)\nu\mu^2, \quad (1)$$

где коэффициент $r(M)$ теперь можно аппроксимировать как $r(M) = r'(M)^{1/2}$, причем величина r' остается постоянной для приведенных в табл. 1 молекул с точностью $\pm 16\%$.

2) Измеренные в [9] сдвиги переходов между близкими парами инверсионных уровней аммиака также согласуются с (1) для ряда $J = K$ с тем же значением r' ; инверсионные же уровни с $K = 0$ в состоянии $\nu_4 = 1$, матричный элемент перехода между которыми равен нулю, взаимно не сдвигаются (см. табл. 1).

3) Сдвиги линий $J = 1 \leftarrow 0$ симметричных волчков и линий, соответствующих переходам между парами близких уровней полярных молекул, давлением постороннего газа, молекулы которого принадлежат к типу симметричных волчков, удовлетворительно описываются сходной зависимостью

$$\Delta\nu_c = r \nu \mu_1 \mu_2, \quad (2)$$

где $r = r'[2M_1 M_2 / (M_1 + M_2)]^{1/2}$, а значение r' оказывается тем же (см. табл. 2).

4) Знак сдвига совпадает со знаком штарковского смещения уровней [9]. Величина сдвига зависит от схемы расположения уровней и матричных элементов перехода, а также вида возмущающего газа и не зависит, по-видимому, от колебательного состояния или изотопного состава молекулы (если существенно не меняется схема уровней).

5) Сдвиг линии $J = 1 \leftarrow 0$ PH_3 давлением инертных газов и неполярных молекул имеет тот же знак, что и знак самосдвига, но меньшую величину

Полученные экспериментальные данные подтверждают результаты как предшествующих опытов, так и развиваемого в [10, 11] упрощенного подхода к интерпретации сдвига молекулярных линий давлением через штарковское возмущение энергетических состояний молекул.

ЛИТЕРАТУРА

1. Крупнов А. Ф., Белов С. П. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 7, Tours, 1979, Abstracts of papers, paper Z2, с. 901; Крупнов А. Ф. VI Colloquium on High Resolution Molecular Spectroscopy, 1979.
2. Karyakin E. N., Крупнов А. Ф., Parousek D., Shchurin Ju. M., Urban S. — J. Mol. Spectr., 1977, 66, p. 171.
3. Андреев Б. А., Белов С. П., Буренин А. В. и др. — Оптика и спектроскопия, 1978, 44, с. 620
4. Pickett Dr., private communication.
5. Luijendijk S. C. — J. Phys. B: Atom. Molec. Phys., 1977, 10, p. 1741.
6. Wensink W. A., Dijkerman H. A. — J. Phys. B: Atom. Molec. Phys., 1977, 10, L663.
7. MacGillivray W. R. — J. Phys. B: Atom. Molec. Phys., 1976, 9, с. 2511.
8. Buffa G., Martinelli M., Tarrini O., Umeton C. — J. Phys. B: Atom. Molec. Phys., 1979, 12, № 2, p. 743.
9. Крупнов А. Ф. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 2, с. 247.
10. Крупнов А. Ф., Скворцов В. А. Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 3, с. 374.
11. Казаков В. П., Крупнов А. Ф., Мельников А. А. Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 9, с. 1126.
12. Казаков В. П., Крупнов А. Ф., Мельников А. А., Скворцов В. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 7, с. 796.

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
23 января 1981 г.

УДК 621.385.623

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА УСРЕДНЕНИЯ ПРИ АНАЛИЗЕ ФЛУКТУАЦИОННЫХ ЯВЛЕНИЙ В АВТОГЕНЕРАТОРАХ

К. Д. Овчинников

При анализе флукутационных явлений в одноконтурных автогенераторах возникает необходимость в решении нелинейных дифференциальных уравнений следующего вида (см., например, [1-3]):

$$\frac{da}{dt} = -\frac{\varepsilon}{\omega_0} f_1(a, \psi) \sin \psi - \frac{\varepsilon}{\omega_0} f_2(a, \psi) \sin(\psi) \mu(t), \quad (1)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = -\frac{\varepsilon}{a\omega_0} f_1(a, \psi) \cos \psi - \frac{\varepsilon}{a\omega_0} f_2(a, \psi) \cos(\psi) \mu(t),$$

где ε — малый положительный параметр, ω_0 — собственная частота колебательной системы, a и φ — амплитуда и фаза колебаний, $\psi = \omega_0 t + \varphi$, t — текущее время,