

коэффициента поглощения по температуре $\partial\alpha/\partial T$ и отношения $(\partial\alpha/\partial T)^2/(\partial n/\partial T)^2$, а в линии поглощения 2,53 мм их значения в 23,7 и 564 раза меньше соответствующих величин на волне 5 мм.

Экспериментальная проверка теоретических выводов осуществлялась с помощью измерительного комплекса, описанного в [9]. Измерения проводились одновременно в центре линии поглощения и на одной из волн за ее пределами ($\lambda=2,46$ мм и $\lambda=2,60$ мм). При обработке результатов измерений определялась величина отношения интенсивности флуктуаций на волне 2,53 мм к интенсивности флуктуаций на $\lambda=2,46$ мм и $\lambda=2,60$ мм. На трассах протяженностью от 400 м до 2 км величина этого отношения составляла 0,97—0,98, т. е. практически не отличалась от значений, соответствующих распространению в турбулентной атмосфере в отсутствие поглощения [2].

Таким образом, полученные результаты позволяют рассчитать статистические характеристики флуктуаций уровня гауссова пучка миллиметровых радиоволн. В области $1 < p < 4$ при $\beta > 2^{10}$ флуктуации уровня в пучке существенно отличаются от флуктуаций в плоской волне. Линия поглощения в кислороде отличается на $\lambda=2,53$ мм практически не влияет на статистические характеристики амплитуды сигнала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. — М.: Наука, 1967.
2. Татарский В. И. Труды международного коллоквиума. — М.: Наука, 1967, с. 314.
3. Гурвич А. С. — Радиотехника и электроника, 1968, 13, № 11, с. 1923.
4. Каневский М. Б. — Изв. вузов — Радиофизика, 1972, 15, № 12, с. 1939.
5. Изюмов А. О. — Радиотехника и электроника, 1968, 13, № 8, с. 1199.
6. Шарапов Л. И., Брюховецкий А. С., Ваксер И. Х., Комяк В. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1973, 16, № 10, с. 1504.
7. Medeiros Filho F. C., Gayasuriya D. A. R., Cole R. S. — IEE Conf. Publ., 1981, 195, p. 221;
8. Андреев Г. А., Черная Л. Ф. Препринт ИРЭ АН СССР № 13 (219). — М., 1976.
9. Ваксер И. Х., Комяк В. А., Шарапов Л. И. — Укр. физ. журн., 1976, 26, № 9, с. 989.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
10 сентября 1984 г.,
после переработки
15 июля 1985 г.

УДК 535.853.4

ПОВЫШЕНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ СКАНИРУЮЩЕГО СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО СПЕКТРОМЕТРА РАД С ПОМОЩЬЮ КВАЗИОПТИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА

В. П. Казаков, В. В. Паршин, Ю. А. Дрягин

При исследовании слабоинтенсивных молекулярных линий (с коэффициентом поглощения $\alpha_{\max} \leq 10^{-6} \div 10^{-8}$ см⁻¹), а также при абсорбционном спектральном анализе высокочастых веществ становится актуальной задача повышения чувствительности субмиллиметрового спектрометра.

Известно [1], что эффективным способом повышения чувствительности сканирующего спектрометра РАД является увеличение мощности пронизывающего ячейку излучения. Однако в субмиллиметровом диапазоне длин волн уровень мощности традиционно применяемых в газовой спектроскопии источников невысок — порядка 10 мВт [2], так что исследование слабоинтенсивных спектральных линий становится невозможным. Одним из способов повышения мощности, эффективно взаимодействующей с исследуемым газом, является создание резонанса в поглощающей ячейке [3—6].

В настоящей работе исследовалась возможность повышения чувствительности субмиллиметрового спектрометра РАД с помощью квазиоптического резонатора. Для спектрометра РАД любое увеличение мощности, поглощенной газом в ячейке, и более эффективное преобразование в акустический сигнал будет увеличивать чувствительность.

Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Мощность источника излучения ЛОВ (1) поступала через волноводный рупор в резонаторную ячейку (2) с акустическим детектором (3). Оптический столик (4) позволял юстировать ось резонатора относительно рупора ЛОВ и подстраивать КСВ волноводного тракта. Для снижения акустических помех ячейки поглощения с акустическим детектором (например низкочастотных вибраций, близких к частоте модуляции $\omega = 180$ Гц и т. д.)

была разработана амортизация с многоступенчатыми низкочастотными фильтрами (5, 6, 7). Резонатор возбуждался волноводным рупором, заканчивающимся плавным переходом на отверстие связи в центре плоского зеркала. В рассматриваемом квазиоптическом резонаторе длиной $l=130$ мм отношение диаметра отверстий связи (0,5—3) мм к диаметру зеркал 36 мм изменялось в пределах 0,014—0,1.

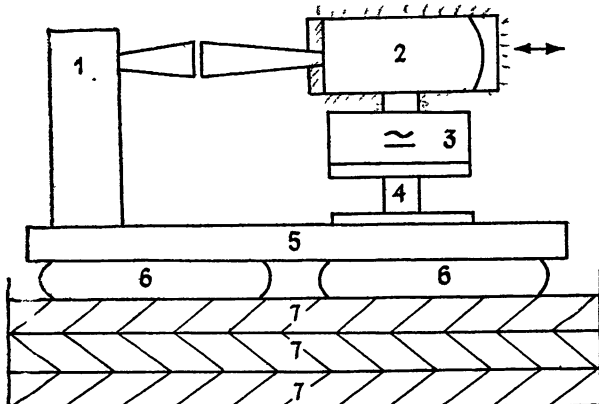


Рис. 1.

Экспериментальные исследования, выполненные на описанной установке, проводились на слабоинтенсивных линиях молекулы закиси азота N_2O в возбужденных колебательных состояниях 001, 200, 040, 030 и линии микропримеси фосфина PH_3 в германе GeH_4 в диапазоне частот $f=(200 \div 500)$ ГГц. Часть результатов, полученных на ячейке РАД в виде квазиоптического резонатора, представлена на рис. 2, 3 и в таблице. На рис. 2 представлена запись участка спектра перехода $J=14 \leftarrow 13$ молекулы N_2O , полученная в сканирующем режиме при настройке в резонанс по линии $03^{1d}0$ с коэффициентом поглощения $\alpha_{max} \approx 1,7 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-1}$ ($\gamma_{min} \approx 5 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-1}$, $\tau \sim 1 \text{ с}$, $T \approx 300 \text{ К}$, $P \approx 0,8 \text{ Тор}$). Отдельно показаны (значком *) слабоинтенсивные линии в возбужденных колебательных состояниях 00^01 с $\alpha_{max} \approx 1,7 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-1}$ и 20^00 с $\alpha_{max} \approx 3,2 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1}$ при тех же экспериментальных условиях ($\gamma_{min} \approx 4 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-1}$). Ранее [7] при исследовании вращательного спектра N_2O не удавалось наблюдать слабоинтенсивные линии 00^01 и 20^00 (см. обзорную запись спектра N_2O на рис. 1, в работе [7]). На представленном рис. 2 * линии 00^01 и 20^00 наблюдаются с $S/N > 100$, что наглядно демонстрирует возросшую чувствительность спектрометра.

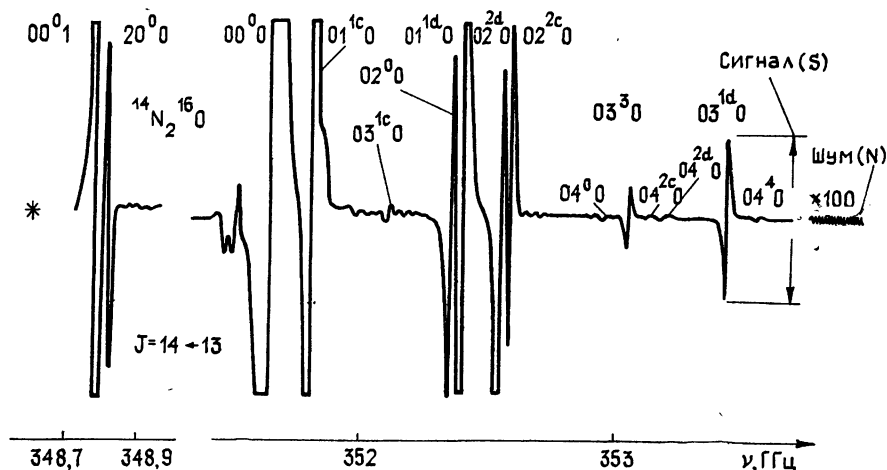


Рис. 2.

Однако резонаторный метод ограничивает возможность наблюдения слабых линий, расположенных на крыльях интенсивных переходов. С целью выяснения области ограничений дополнительно был выполнен эксперимент, который показал, что при давлении $P \approx 0,8 \text{ Тор}$ поглощение в крыльях перехода $J=14 \leftarrow 13$ молекулы N_2O уже при расстройке от центра линии 00^00 с $\alpha_{max} \sim 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ около 300—400 МГц позволяло наблюдать линии с $\alpha_{max} \sim 3 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1}$. Таким образом, диапазон исследований слабоинтенсивных линий с предельной чувствительностью резонаторной ячейки РАД остается достаточно широким. Кстати, устранить вклад от сплошного электродипольного поглощения можно, например, введением модуляции длины резонатора или при-

менением штарковской модуляции. Далее, если предельная чувствительность ограничивается вкладом от крыльев линий, то в эксперименте должна наблюдаться квадратичная зависимость ложного отклика от крыла при изменении давления (или соответственно ширины). Из экспериментальных данных, приведенных в таблице, нетрудно заметить, что при изменении давления N_2O от 0,8 до 5 Тор на слабоинтенсивных линиях с коэффициентом поглощения, изменяющихся в пределах двух порядков $\alpha_{\max} \approx 3 \cdot (10^{-6} \div 10^{-8}) \text{ см}^{-1}$ в широкой области субмиллиметровых частот $f = (328 \div 378) \text{ ГГц}$, чувствительность спектрометра отклоняется от среднего значения $\gamma_{\min} = 3 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-1}$ незначительно (в пределах зависимости чувствительности акустического детектора от величины давления).

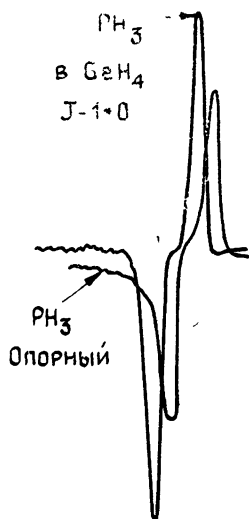


Рис. 3.

Следовательно, в результате проведенных исследований можно сделать вывод: реализованное на ячейке поглощения РАД в виде квазиоптического резонатора отношение сигнал/шум (S/N) на слабоинтенсивных линиях молекулы N_2O в субмиллиметровом диапазоне длин волн демонстрирует (рис. 2 и таблица) чувствительность $\gamma_{\min} = 3 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-1}$ при $\tau \sim 1 \text{ с}$. Достигнутая чувствительность более чем на порядок превосходит полученную ранее [6] с помощью объемного неперестраиваемого резонатора.

Применение ячейки поглощения РАД в виде квазиоптического резонатора в спектральном анализе позволит определять концентрации микропримеси фосфина PH_3 до $5 \cdot 10^{-6} \%$ мольн. в высокочистых образцах германа GeH_4 , являющихся сырьем при производстве сверхчистых материалов микроэлектроники (на рис. 3 представлены результаты, когда $S/N > 100$, концентрация $PH_3 \sim 10^{-3} \%$ мольн., $\tau \sim 1 \text{ с}$).

Чувствительность субмиллиметрового спектрометра РАД можно повысить оптимизацией связи разработанной ячейки, улучшением качества отражающих поверхностей и конфигурации резонатора.

Таблица

Идентификация	Экспериментальная частота, МГц	$\alpha_{\max}^{\text{расч.}}$, см^{-1}	$\gamma_{\min}^{\text{эксп}} \cdot 10^{11}$, см^{-1}	$P, \text{Тор}$
03 ^{1d} 0	328 157	$1,4 \cdot 10^{-6}$	3,3	2,1
00 ⁰ 1	348 771	$1,7 \cdot 10^{-7}$	4,9	1
20 ⁰ 0	348 813	$3,2 \cdot 10^{-8}$	3,5	0,8
04 ⁰ 0	352 946	$1,0 \cdot 10^{-7}$	1,3	2,1
03 ³ 0	353 063	$3,2 \cdot 10^{-6}$	2,3	2,1
04 ^{2c} 0	353 133	$1,1 \cdot 10^{-7}$	3,5	1
03 ^{1d} 0	353 390	$1,7 \cdot 10^{-6}$	2,7	2,1
04 ⁴ 0	353 507	$1,9 \cdot 10^{-7}$	3,5	1
04 ⁰ 0	378 136	$1,2 \cdot 10^{-7}$	2,3	5
04 ^{2d} 0	378 421	$1,2 \cdot 10^{-7}$	2,2	5

Недостатком резонаторного метода является необходимость синхронной подстройки частоты резонатора и ЛОВ, что усложняет поиск слабоинтенсивных линий, частота которых известна с невысокой точностью. Несмотря на это предлагаемый метод оправдан, поскольку позволяет расширить область объектов, доступных для исследований, в частности, молекулярных «запрещенных» спектров, спектров в возбужденных колебательных состояниях, а также снизить предел обнаружения ряда полярных молекулярных примесей в абсорбционном спектральном анализе высокочистых летучих веществ.

Авторы выражают признательность А. Ф. Крупнову за постановку задачи и полезные обсуждения результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

- Белов С. П., Буренин А. В., Герштейн Л. И., Королихин В. В., Крупнов А. Ф. — Оптика и спектроскопия, 1973, 35, вып. 2, с. 295.
- Голант М. Б., Алексеев З. Т., Кротова З. С., Лушкина Л. А., Негирев А. А., Реброва Т. Б., Савельев В. С., Петрова О. В. — ПТЭ, 1969, № 3, с. 231.
- Рудин Р. Л. — Оптика и спектроскопия, 1968, 24, вып. 4, с. 602.
- Helms D., Gordy W. — J. Molec. Spectr., 1977, 66, № 2, p. 206.

5. Goldan P. D., Goto K. — J. Appl. Phys., 1974, 45, № 10, p. 4350.
 6. Казаков В. П. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 7, с. 877.
 7. Andreev B. A., Burenin A. V., Karayakin E. N., Krupnov A. F., Shapin S. M. — J. Molec. Spectr., 1976, 62, p. 126.

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
25 апреля 1985 г.

УДК 535.51; 621.372 822

РАСПРОСТРАНЕНИЕ НЕМОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АНИЗОТРОПНЫХ ОДНОМODOVЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ

А. Н. Залогин, С. М. Козел, В. Н. Листвин

При распространении немонохроматического излучения в одномодовых волоконных световодах (ОВС) наблюдается явление деполаризации излучения. Этот эффект хорошо известен и объясняется частотной зависимостью относительных фазовых сдвигов поляризационных мод ОВС. Количественное описание эффекта дано в [1, 2]. Входное излучение разлагается по поляризационным модам ОВС и, с учетом запаздывания мод, вычисляется матрица когерентности на выходе ОВС. При этом предполагается, что состояние поляризации на входе в ОВС и коэффициенты разложения по поляризационным модам не зависят от частоты. Однако в общем случае, когда излучение на входе в ОВС частично поляризовано или когда оптическая система состоит из нескольких ОВС, такой метод неприменим. Как показано в [3], для описания поляризационных эффектов, возникающих при распространении немонохроматического излучения через произвольную линейную систему, необходимо рассматривать полную корреляционную структуру излучения. Ограничения, принятые в [1, 2], можно устранить, если при описании эффектов деполаризации перейти от скалярных случайных процессов, как это сделано в [1, 2], к векторным, а для учета поляризационной анизотропии ОВС использовать матричные методы. В настоящей работе мы исследуем поляризационные явления, возникающие при распространении немонохроматического излучения в анизотропных ОВС и проиллюстрируем предложенный подход на примере расчета предельной степени деполаризации излучения в ОВС со случайными неоднородностями.

В приближении плоских волн спектральные и поляризационные свойства излучения определяются корреляционной матрицей $\hat{J}(t_1, t_2, z) = \langle \mathbf{E}(t_1, z) \times \mathbf{E}^+(t_2, z) \rangle$, где знак \times обозначает операцию эрмитового сопряжения, угловые скобки — усреднение по ансамблю реализаций поля, $\mathbf{E}(t, z)$ — аналитический сигнал для вещественного векторного процесса, описывающего поляризацию случайной плоской волны в момент времени t в точке z волокна. В дальнейшем будем полагать, что источник излучения стационарный, а ОВС можно рассматривать как линейную систему с постоянными коэффициентами. В стационарном случае спектральные свойства частично поляризованного излучения можно охарактеризовать с помощью матриц спектральных плотностей $\hat{g}(\omega, z)$, ω — циклическая частота излучения,

$$\hat{J}(\tau, z) = \langle \mathbf{E}(t, z) \times \mathbf{E}^+(t + \tau, z) \rangle = 4 \int_0^{\infty} \hat{g}(\omega, z) \exp(i\omega\tau) d\omega. \quad (1)$$

Матрица спектральных плотностей характеризует также и средние поляризационные свойства вектора $\mathbf{E}(t, z)$:

$$\hat{J}(z) = \langle \mathbf{E}(t, z) \times \mathbf{E}^+(t, z) \rangle = 4 \int_0^{\infty} \hat{g}(\omega, z) d\omega, \quad (2)$$

где $\hat{J}(z)$ — матрица когерентности

Найдем матрицу когерентности на выходе ОВС. Для этого воспользуемся тем, что $\mathbf{E}(t, z)$ — гармонизируемый случайный процесс,

$$\mathbf{E}(t, z) = 2 \int_0^{\infty} \mathbf{e}(\omega, z) \exp(i\omega t) d\omega. \quad (3)$$

При спектральном подходе гармоническая система описывается своей матрицей передачи (в данном случае матрицей Джонса $\hat{L}(\omega, z)$, связывающей спектральную амплитуду установившегося векторного колебания $\mathbf{e}(\omega, z)$ (вектор Джонса) на выходе системы со спектральной амплитудой векторного колебания $\mathbf{e}(\omega, 0)$, воздействующего на вход системы,

$$\mathbf{e}(\omega, z) = \hat{L}(\omega, z) \mathbf{e}(\omega, 0). \quad (4)$$