

ботал мощный КВ передатчик с $P=150$ кВт. При этом данный передатчик был электромагнитно несовместим с импульсным ионозондом. Этот результат говорит о том, что ЛЧМ-ионозонд может служить хорошим диагностическим средством искусственных возмущений ионосферы, создаваемых сигналами мощных КВ передатчиков.

Полная идентичность параметров двух ЛЧМ-генераторов позволяет использовать данный ионозонд для наклонного зондирования ионосферы и исследования ионосферного распространения декаметровых радиоволн.

В заключение авторы выражают благодарность Л. М. Ерухимову за внимание к работе и Л. В. Гришкевичу за предоставленные данные по импульсному зондированию ионосферы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов В. А., Фролов В. А., Шумаев В. В. Статья депонирована в ВИНТИ, рег. № 3824-84. Деп. от 28 мая 1984 г.
2. Намазов С. А., Рыжкина Т. Е. В кн.: Распространение радиоволн. — М.: Наука, 1975, с. 262.
3. Безрученко Л. И., Беленький М. И., Иванов А. В. В кн.: XIV Всесоюзная конференция по распространению радиоволн. Ч. I. — М.: Наука, 1984, с. 53.
4. Зиничев В. А., Иванов В. А., Фролов В. А., Шумаев В. В. — Изв. вузов — Радиофизика (в печати).
5. Беленков А. Ф., Зиничев В. А., Иванов В. А. и др. В кн.: XIII Всесоюзная конференция по распространению радиоволн. Ч. I. — М.: Наука, 1981, с. 12.
6. Иванов В. А. Статья депонирована в ВИНТИ, рег. № 3064-85. Деп. от 7 мая 1985 г.
7. Fenwick R. V. — Communications News, 1974, 11, № 2, p. 32.
8. Титце У., Шенк К. Полупроводниковая схемотехника. / Пер. с англ. / Под ред. А. Г. Алексеенко. — М.: Мир, 1982.

Марийский политехнический институт

Поступила в редакцию
23 июля 1985 г.

УДК 621.371.246

АМПЛИТУДНЫЕ ФЛУКТУАЦИИ КОЛЛИМИРОВАННОГО ГАУССОВА ПУЧКА РАДИОВОЛН МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА В ЛИНИЯХ ПОГЛОЩЕНИЯ КИСЛОРОДА АТМОСФЕРЫ

Р. И. Курбатова, И. М. Фукс, Л. И. Шаранов

На распространение волн миллиметрового диапазона в приземном слое атмосферы существенное влияние оказывают пульсации ее температуры и влажности, вызывающие флуктуации амплитуды и фазы волны при прохождении слоя турбулентной атмосферы. Флуктуационные явления, наблюдающиеся при распространении радиоволн в турбулентной атмосфере без учета их поглощения, подробно рассмотрены в работах [1, 2]. Учет ослабления плоской монохроматической волны субмиллиметрового диапазона в водяном паре атмосферы показал, что эффекты поглощения оказывают заметное влияние на величину флуктуаций амплитуды [3, 4]. В связи с тем, что экспериментальные данные об амплитудных флуктуациях в линиях поглощения водяного пара атмосферы [5] и кислорода [6, 7] были получены с использованием остронаправленного антенных систем, большой интерес представляет расчет вариаций амплитуды направленного пучка радиоволн. В [8] были получены расчетные формулы дисперсии флуктуаций уровня гауссова пучка миллиметровых волн для условий, когда поглощение практически не оказывает влияния на величину флуктуаций принимаемого сигнала.

В настоящей работе представлены результаты расчетов флуктуаций уровня коллимированного гауссова пучка радиоволн миллиметрового диапазона в линиях поглощения кислорода приземного слоя атмосферы ($\lambda=5$ мм и 2,53 мм).

Поле коллимированного пучка в плоскости передающей апертуры имеет плоский фазовый фронт и записывается в виде

$$E_0(0, \rho) = A_0 e^{-\rho^2/2a^2}, \quad (1)$$

где a — радиус пучка по спадаанию мощности в e раз, ρ — поперечный к направлению оси пучка радиус-вектор с началом в центре пучка.

Флуктуации комплексной фазы Ψ на оси пучка (ось Ox) на расстоянии L от плоскости передающей апертуры в случае слабого затухания (в смысле [3]) в первом приближении метода плавных возмущений имеют вид

$$\Psi(L) = \frac{k^2}{2\pi E_0(L, 0)} \int_0^L \frac{dx}{L-x} \iint_{-\infty}^{\infty} d\rho \delta N(x, \rho) E_0(x, \rho) \exp \left\{ ik \left[L - x + \frac{\rho^2}{2(L-x)} \right] \right\}. \quad (2)$$

Здесь $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число (λ — длина волны излучения), δN — флуктуации комплексного показателя преломления, $E_0(x, \rho)$ — напряженность поля в пучке, распространяющемся в среде без флуктуаций,

$$E_0(x, \rho) = A_0 q(x) \exp \left[ikx - \frac{\rho^2 q(x)}{2 a^2} \right], \quad q(x) = \left(1 + \frac{ix}{ka^2} \right)^{-1}. \quad (3)$$

При определении дисперсии флуктуаций уровня $\chi^2 = \langle (\text{Re } \Psi)^2 \rangle$ (скобки $\langle \dots \rangle$ означают статистическое усреднение) выразим флуктуации показателя преломления $\delta n(x, \rho) = \text{Re } \delta N$ и поглощения $\delta \alpha(x, \rho) = \text{Im } \delta N$ через флуктуации температуры

$$\delta n = \frac{\partial n}{\partial T} \delta T, \quad \delta \alpha = \frac{\partial \alpha}{\partial T} \delta T, \quad (4)$$

а в качестве пространственного спектра флуктуаций температуры возьмем изотропный спектр Кармана

$$\Phi_T(x) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iint_{-\infty}^{\infty} e^{ixr} \langle \delta T(R+r) \delta T(R) \rangle dr = 0,033 C_T^2 (\kappa_0^2 + \kappa^2)^{-11/6}, \quad (5)$$

где C_T^2 — структурная постоянная, $\kappa_0 = 2\pi/L_0$ (L_0 — внешний масштаб турбулентности).

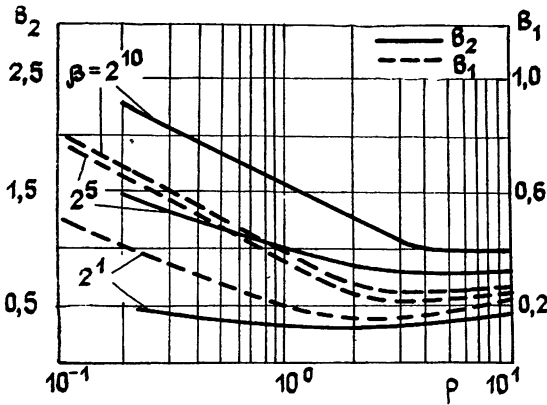


Рис. 1.

В результате довольно громоздких вычислений, в принципе аналогичных проведенным в работах [3, 8], получаем

$$\chi^2 = \chi_0^2 (1 + \Delta). \quad (6)$$

Здесь χ_0^2 — дисперсия флуктуаций уровня в среде без поглощения ($\delta \alpha = 0$):

$$\chi_0^2 = 0,033 \pi^2 k^{7/6} L^{11/6} C_n^2 B_1, \quad (7)$$

где $C_n^2 = (\partial n / \partial T)^2 C_T^2$ — структурная постоянная флуктуаций показателя преломления, а Δ — добавка к дисперсии, вызванная флуктуациями поглощения $\delta \alpha$:

$$\Delta = \frac{(\partial \alpha / \partial T)^2 B_3}{(\partial n / \partial T)^2 B_1} - 2 \frac{\partial \alpha / \partial T}{\partial n / \partial T} \frac{B_2}{B_1}; \quad (8)$$

$$B_i = 2 \beta^{11/6} \int_0^1 dt \int_0^\infty \frac{d\xi e^{-\xi f_2(t)}}{(1 + \beta \xi)^{11/6}} F_i(\xi, t), \quad (9)$$

$$F_1 = \sin^2[\xi f_1(t)], \quad F_2 = \frac{1}{2} \sin[2\xi f_1(t)], \quad F_3 = \cos^2[\xi f_1(t)],$$

$$f_1(t) = \frac{(1-t)(1+p^2 t)}{2(1+p^2)}, \quad f_2(t) = \frac{(1-t)^2 p}{1+p^2}.$$

В отличие от случая плоской волны, рассмотренного в [3], интегралы B_i зависят не только от $\beta = k/\kappa_0^2 L$ — обратного волнового параметра внешнего масштаба турбулентности, но и от волнового параметра апертуры антенны $p = L/ka^2$. Для плоской волны $p=0$, $f_1 = (1-t)/2$, $f_2 = 0$, интегралы по dt в (9) легко вычисляются, и приведенные выше формулы (6)–(8) переходят в результаты работы [3]. Для сферической волны $p = \infty$, $f_1 = t(1-t)/2$, $f_2 = 0$.

На рис. 1 представлены рассчитанные по формуле (9) зависимости $B_1(p)$ и $B_2(p)$ при различных значениях параметра β (точность вычислений не хуже 0,1%). Как видно из рисунка, величина B_1 уменьшается с ростом p , при $1 < p < 3$ наблюдается минимум, после чего $B_1(p)$ медленно возрастает. Уже при $p=10$ величина B_1 незначительно отличается от значения, соответствующего сферической волне ($p = \infty$). Зависимость $B_2(p)$ при $\beta < 2^5$ носит аналогичный характер, а при $\beta > 2^5$, начиная с $p \geq 2$, значение B_2 с ростом p практически не изменяется.

Величина B_3 в широком диапазоне значений β не зависит от p и при $\beta > 2^3$ совпадает со значениями, приведенными в работе [2]: $B_3 \approx 2,24 \beta^{5/6}$. Только при малых β наблюдается слабая зависимость $B_3(p)$ с минимумом вблизи p порядка единицы.

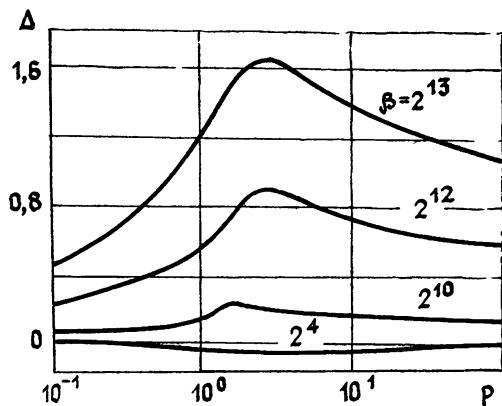


Рис. 2.

При расчетах Δ в области 5-миллиметровой линии поглощения кислорода значения $d\alpha/dT$ брались из работы [6]. Расчетные зависимости $\Delta(p)$ в центре 5-миллиметровой полосы поглощения кислорода представлены на рис. 2. При $\beta > 2^{10}$ наблюдается существенное возрастание флуктуации за счет поглощения, как и в случае распространения плоской монохроматической волны [6]. Следует отметить, что кривая $\Delta(p)$ при указанных выше значениях имеет максимум при $1 < p < 4$, т. е. в случае, когда размеры пучка сравнимы с размерами первой зоны Френеля. Положение экстремума функции $\Delta(p)$ зависит от параметра β и при возрастании β смещается в сторону больших значений p . В максимуме величина Δ в несколько раз (в три-четыре) превышает соответствующее значение для плоской волны. При $\beta < 2^6$ флуктуации амплитуды коллимированного гауссова пучка меньше флуктуаций плоской монохроматической волны. Однако это уменьшение не превышает двух-трех процентов.

Ранее в работе [6] нами были представлены результаты одновременных экспериментальных исследований амплитудных флуктуаций радиоволн в центре 5-миллиметровой линии поглощения кислорода и за ее пределами с помощью двухканальной измерительной установки. В табл. 1 наряду с результатами эксперимента представлены расчетные значения отношения дисперсий флуктуаций амплитуды плоской монохроматической волны $\chi_{\text{в}}^2$ и гауссова пучка $\chi_{\text{п}}^2$ на двух частотах: $d_{\text{в}} = \chi_{\text{в}1}^2 / \chi_{\text{в}2}^2$, $d_{\text{п}} = \chi_{\text{п}1}^2 / \chi_{\text{п}2}^2$ и $d_{\text{э}} = \chi_{\text{п}1}^2 / \chi_{\text{в}2}^2$.

Таблица 1

Длина трассы, м	Частота 1-го канала, ГГц	Частота 2-го канала, ГГц	Расчетные значения		Результаты эксперимента $d_{\text{э}}$
			$d_{\text{в}}$	$d_{\text{п}}$	
550	60,3	73,7	1,19	1,7	1,6 ... 3,6
1700	60,3	69,0	1,04	1,4	1,4 ... 3,5
820	60,3	73,7	1,3	2,0	2,6 ... 6,2
820	64,0	73,7	0,98	0,98	0,96 ... 1,2

Как видно из табл. 1, использование расчетных значений дисперсий флуктуаций амплитуды гауссова пучка улучшает согласие теоретических и экспериментальных данных по сравнению с расчетами для плоской волны (в экспериментах использовались пучки с волновым параметром $0,5 < p < 1,5$).

Наряду с 5-миллиметровой линией проводились исследования вклада поглощения во флуктуации амплитуд сигналов в центре линии 2,53 мм. Как показали расчеты, величина Δ на этой длине волны при всех параметрах β и p , представленных на рис. 2, не превышает одного процента. Это связано с тем обстоятельством, что вклад поглощения в амплитудные флуктуации сигнала зависит от величины производной по-

коэффициента поглощения по температуре $\frac{d\alpha}{dT}$ и отношения $(\frac{d\alpha}{dT})^2/(\frac{dn}{dT})^2$, 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 флукуаций на волне 2,53 мм к интенсивности флукуаций 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 флукуаций уровня гауссова пучка миллиметровых радиоволн. В области $1 < p < 4$ при $\beta > 2^{10}$ флукуации уровня в пучке существенно отличаются от флукуаций 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 высокочистых 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.)