

водить к неверному результату. В этой связи спектр МИИТ, полученный в [1] путем измерения величин  $\sigma$  в двух диапазонах частот ( $f=20\div 80$  МГц и  $f=157\div 432$  МГц) в совершенно различных ионосферных условиях, вряд ли может быть предметом обсуждения при сравнении экспериментальных данных с существующими теоретическими представлениями о происхождении МИИТ при нагреве ионосферы мощным КВ радиоизлучением [9].

В заключение авторы благодарят С. А. Метелева и В. Л. Фролова за предоставление части экспериментальных данных, используемых для анализа в работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Rao P. V., Thome J. D. — Radio Sci., 1974, 9, № 11, p. 987.
2. Ерухимов Л. М., Метелев С. А. и др. — В сб.: Тепловые нелинейные явления в плазме. — Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с. 7.
3. Фролов В. Л. Диссертация. Горький, НИРФИ, 1979.
4. Ерухимов Л. М., Митяков Н. А. и др. Тезисы докладов на XIII Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. Ч. I. — М.: Наука, 1981, с. 132.
5. Minkoff L., Kugeltran P., Weissman I. — Radio Sci., 1974, 9, № 11, p. 941.
6. Алебастров В. А., Бенедиктов Е. А. и др. Препринт НИРФИ № 173. — Горький, 1983.
7. Fialer P. A. — Radio Sci., 1974, 9, № 11, p. 923.
8. Васьков В. В., Гуревич А. В. — В сб.: Тепловые нелинейные явления в плазме. — Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с. 81.
9. Грач С. М., Митяков Н. А. и др. — В сб.: Тепловые нелинейные явления в плазме. — Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с. 46.
10. Barry J. H. — Radio Sci., 1974, 9, № 11, p. 1025.
11. Carpenter J. V. — Radio Sci., 1974, 9, № 11, p. 965.
12. Денисов Н. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1958, 1, № 5—6, с. 41.
13. Коровин А. В., Метелев С. А. и др. — В сб.: Влияние мощного радиоизлучения на ионосферу. — Апатиты, 1979, с. 5.
14. Калитенков Н. В., Лукосяк Ю. Н. и др. — В сб.: Исследования ионосферы и магнитосферы методами активного воздействия. — Апатиты, 1977, с. 55.

Казанский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
6 марта 1985 г.

УДК 523.164.3:523.42

### РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ВЕНЕРЫ С УЧЕТОМ МАЛЫХ ГАЗОВЫХ ПРИМЕСЕЙ АТМОСФЕРЫ\*

*М. Б. Зиничева, Н. Н. Маркина, А. П. Наумов*

Интерпретация спектра теплового радиоизлучения Венеры выполнена в ряде статей и монографий, из которых мы процитируем [1—5]. При этом обычно рассматривалось влияние на уходящее радиоизлучение планеты только основных газовых компонент ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$ ) с примесью небольших количеств водяного пара и (иногда) аммиака [7, 8], что оправдано для решения широкого класса задач по изучению распространения радиоволн и условий формирования излучения в атмосфере Венеры. В [9] проанализировано влияние  $\text{SO}_2$  на радиоизлучение планеты в сантиметровом диапазоне и вблизи длины волны  $\lambda \sim 3,4$  мм. Кроме перечисленных примесных газов в атмосфере Венеры наблюдались при космическом зондировании  $\text{O}_2$ ,  $\text{CO}$ , а методами наземной спектроскопии — те же компоненты, а также  $\text{HCl}$ ,  $\text{HF}$  [10]. Обзор результатов по содержанию  $\text{O}_2$  на Венере выполнен в недавно опубликованной работе [11]. На данном этапе особый интерес представляет учет в теоретических расчетах спектров радиоизлучения планеты впервые измеренных АМС «Венера-13, -14» содержаний малых примесей  $\text{COS}$ ,  $\text{H}_2\text{S}$  [12]. Подобные теоретические исследования могут стимулировать проведение радиофизических наблюдений Венеры на резонансных частотах указанных компонент с целью уточнения характеристик распространения радиоволн и атмосферной модели планеты. Уточнение концентраций серосодержащих примесей на Венере важно также для понимания природы венерианских облаков и физических процессов, происходящих в них.

Кратко о молекулах  $\text{COS}$  и  $\text{H}_2\text{S}$ :  $\text{COS}$  — линейная молекула, вращательный спектр ее, расположенный в СВЧ диапазоне, почти эквидистантен, дипольный момент

\* Результаты данной работы частично были доложены на XVI Всесоюзной конференции по радиоастрономическим исследованиям Солнечной системы, г. Звенигород, 1984 г. [6].

$\mu_{\text{COS}} = 0,709 \text{ Д}$ , на область  $\lambda > 2 \text{ мм}$  приходится 10 спектральных линий, резонансная длина волны наиболее длинноволнового вращательного перехода (с квантовыми числами  $J = 0 \rightarrow J' = 1$ ) равняется  $2,47 \text{ см}$ . Молекула  $\text{H}_2\text{S}$  является асимметричным волчком с дипольным моментом  $\mu_{\text{H}_2\text{S}} = 1,02 \text{ Д}$ , резонансная длина волны наиболее длинноволновой вращательной линии (из числа интенсивных линий:  $2_0-2_2$ ) —  $1,38 \text{ мм}$ . Содержание каждой из этих компонент считалось параметром задачи, эти параметры варьировались на высотах  $h \leq 60-100 \text{ км}$  в пределах  $f_{\text{COS}} \approx (2+6) \cdot 10^{-5}$ ,  $f_{\text{H}_2\text{S}} \approx (4+12) \cdot 10^{-5}$ , согласующихся с прямыми измерениями «Венера-13, -14» в слое атмосферы 29—37 км [12].

Квантовомеханические формулы для расчета коэффициентов поглощения радиоволн газами  $\text{COS}$  и  $\text{H}_2\text{S}$  с формой спектральной линии из решения кинетического уравнения по аналогии с [13, 14] имеют вид

$$\gamma_{\text{COS}} \left( \frac{\partial B}{\kappa \text{ м}} \right) = 0,82 \cdot 10^6 f_{\text{COS}} \frac{P}{T^2} F_v \left( \frac{1}{\lambda} \right)^2 \sum_J \left( \frac{1}{\lambda_J} \right)^2 \frac{\Delta \nu_J / c}{[(1/\lambda)^2 - (1/\lambda_J)^2]^2 + 4(\Delta \nu_J / c)^2 (1/\lambda)^2} \times$$

$$\times \left\{ 1 - \exp \left[ -1,44 \frac{1}{T} \left( \frac{1}{\lambda_J} \right) \right] \right\} \exp \left[ -0,292 \frac{1}{T} J(J+1) \right];$$

$$\gamma_{\text{H}_2\text{S}} \left( \frac{\partial B}{\kappa \text{ м}} \right) = 2,31 \cdot 10^6 f_{\text{H}_2\text{S}} \frac{P}{T} \frac{F_v}{G(T)} \left( \frac{1}{\lambda} \right)^2 \sum_{i,j} \left( \frac{1}{\lambda_{ij}} \right) \beta_{ij} \times$$

$$\times \left| \exp \left( -\frac{2\pi \hbar c}{kT} \nu_i \right) - \exp \left( -\frac{2\pi \hbar c}{kT} \nu_j \right) \right| \frac{(\Delta \nu / c)_{ij}}{[(1/\lambda)^2 - (1/\lambda_{ij})^2]^2 + 4(\Delta \nu / c)_{ij}^2 (1/\lambda)^2}.$$

В формулах (1), (2)  $P$  — атмосферное давление в мм рт. ст.,  $T$  — абсолютная температура,  $\lambda$  — длина волны в см,  $\lambda_J$  и  $\lambda_{ij}$  — резонансные длины волн молекул,  $J$  — квантовое число момента количества движения,  $(\Delta \nu / c)_J$ ,  $(\Delta \nu / c)_{ij}$  — полуширины спектральных линий в  $\text{см}^{-1}$ ,  $\hbar$ ,  $k$  и  $c$  — соответственно постоянные Планка, Больцмана и скорость света. Полуширины линий рассчитывались по формуле, учитывающей уширение, обусловленное молекулярными соударениями и эффектом Доплера. При этом принималось, что уширение из-за соударений в атмосфере Венеры в  $\sim 1,8$  раза эффективнее уширения из-за соударений в атмосфере Земли, где при стандартных атмосферных условиях ( $P=760 \text{ мм рт. ст.}$ ,  $T=293 \text{ К}$ )  $\Delta \nu / c \approx 0,1 \text{ см}^{-1}$ . Коэффициент 1,8 следует из результатов лабораторных измерений уширения линий дипольных газов ( $\text{SO}_2$  [9],  $\text{NH}_3$  [15]) в смеси с  $\text{CO}_2$ . В формуле (2)  $\beta_{ij}$  — матричные элементы направляющих косинусов молекулы асимметричного волчка с учетом ядерного спина  $g_I$  (в случае молекулы  $\text{H}_2\text{S}$   $g_I = 1$  для переходов между симметричными состояниями и  $g_I = 3$  — для переходов между несимметричными состояниями);  $\nu_i, \nu_j$  — энергии вращательных состояний, выраженные в  $\text{см}^{-1}$ ; вращательная функция распределения вычислялась по формуле [15];  $G(T) = 5,335 \cdot 10^6 (ABC)^{-1/2} \cdot \sigma^{-1} \cdot T^{3/2}$ , где вращательные константы  $A, B, C$  выражены в  $\text{МГц}$ ,  $\sigma$  — множитель симметрии.

Множитель, характеризующий число молекул, находящихся в данном колебательном состоянии  $F_v = \exp(-E_v/kT) \prod_n \left[ 1 - \exp \left( -\frac{2\pi \hbar c}{kT} \omega_n \right) \right]^{-d_n}$ , где  $d_n$  — степень вырождения колебаний с частотой  $\omega_n$ . У молекулы  $\text{COS}$  две фундаментальные частоты колебаний меньше  $1000 \text{ см}^{-1}$  ( $\omega_1 = 859 \text{ см}^{-1}$ ,  $d_1 = 1$ ;  $\omega_2 = 527 \text{ см}^{-1}$ ,  $d_2 = 2$ ). Эти значения  $\omega_1, 2$  и  $d_1, 2$  учитывались при расчете  $F_v$ . Для молекулы  $\text{H}_2\text{S}$  полагалось  $F_v \approx 1$ , так как ее наименьшая фундаментальная частота  $\omega_2 = 1290 \text{ см}^{-1}$ .

Для моделей планеты, построенных по данным АМС серии «Венера» и зондов «Пионер—Венера», в работе определены на характерных длинах волны радиодиапазона (при различных содержаниях  $\text{COS}$  и  $\text{H}_2\text{S}$ ) оптическая толщина атмосферы

$$\tau_m = \int_0^{\tau_m} \gamma(h) dh, \text{ локальные (для наблюдений со спутников Венеры)}$$

$$T_{яв} = \kappa T_{пe} e^{-\tau_m} + \int_0^{\tau_m} T(\tau) e^{-\tau} d\tau$$

и усредненные по видимому диску (наблюдения с поверхности Земли)

$$T_{яв} = T_{п} I_1(e_{п}, \tau_m) + 2 \int_0^1 \int_0^{\tau_m} T(\tau) e^{-\tau/\mu} d\tau d\mu$$

яркостные температуры Венеры и их спектральные контрасты из-за наличия рассеиваемых дипольных компонент. В (3), (4)  $\kappa$  и  $T_{п}$  — излучательная способность и

эффективная температура поверхности Венеры,  $I_1(\epsilon_n, \tau_m)$  — усредненная по видимому диску излучательная способность поверхности планеты с учетом ослабления атмосферы,  $\tau$  — оптическая толщина слоя атмосферы ( $0-h$ , км),  $\mu = \cos \theta$ ,  $\theta$  — сферическая координата. В расчетах использовались значения  $I_1$ , соответствующие диэлектрической проницаемости поверхностных пород  $\epsilon_n \approx 4,7 \pm 0,5$ .

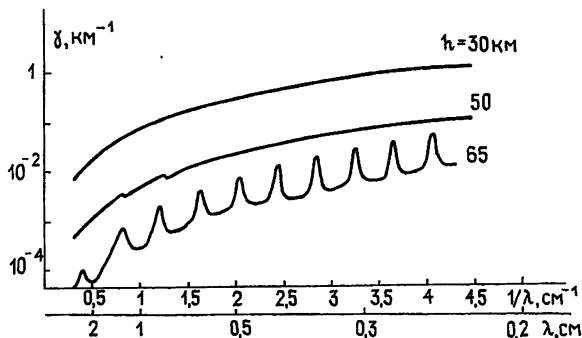


Рис. 1. Коэффициент поглощения атмосферы Венеры, обусловленный  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{COS}$ , на высотах 30, 50 и 65 км ( $f_{\text{COS}} = 6 \cdot 10^{-5}$ ).

На рис. 1 изображен коэффициент поглощения атмосферы Венеры в области  $\lambda > 2$  мм с учетом нерезонансного (индуцированного молекулярными соударениями) поглощения  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$ , согласно [16] и резонансного поглощения  $\text{COS}$  ( $f_{\text{COS}} = 6 \cdot 10^{-5}$ ), согласно (1). В работе использовались резонансные частоты  $\text{COS}$ , приведенные в [17]. На рисунке видно общее уменьшение молекулярного поглощения с возрастанием высоты и характер разрешения спектральных линий  $\text{COS}$  на высотах  $h > 50$  км.

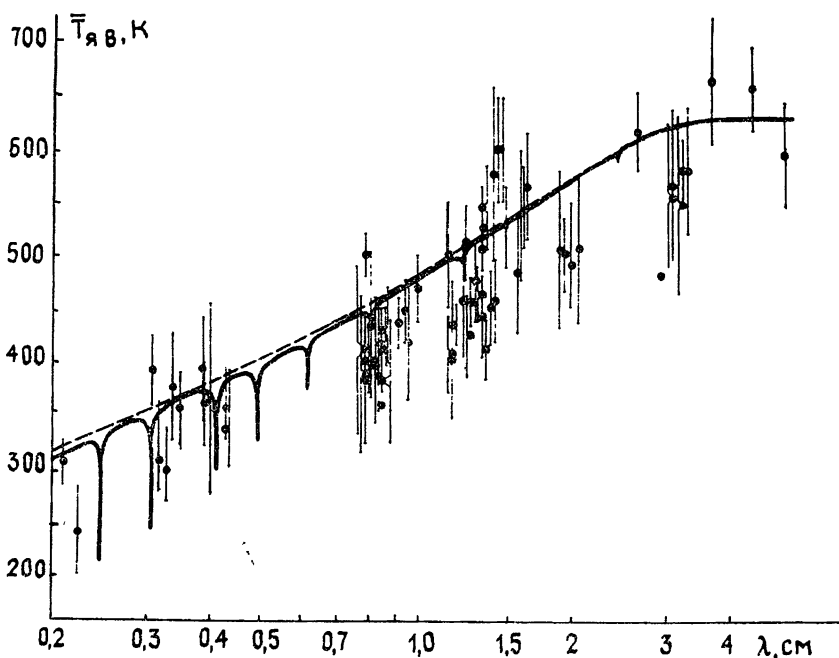


Рис. 2. Сравнение теоретических спектров радиоизлучения Венеры, усредненных по видимому диску планеты, с экспериментальными данными в области  $\lambda \approx 2$  мм—5 см. Пунктирная кривая — теоретический спектр, обусловленный  $\text{CO}_2$  и  $\text{N}_2$ ; сплошная кривая — теоретический спектр с учетом  $\text{COS}$  ( $f_{\text{COS}} = 6 \cdot 10^{-5}$  на высотах  $h < 100$  км).

Рис. 2 дает представление о возможном предельном вкладе  $\text{COS}$  в спектр радиоизлучения Венеры, усредненный по видимому диску планеты. Здесь же приведены обзорные результаты экспериментальных исследований радиоизлучения Венеры по данным монографии [4] и работы [5], которые дополнены результатами из текущей радиоастрономической литературы. Вблизи длинноволновых резонансов поглощения  $\text{COS}$   $\lambda_J = 2,47$  см ( $J=0 \rightarrow J'=1$ ),  $\lambda_J = 1,23$  см ( $J=1 \rightarrow J'=2$ ),  $\lambda_J = 8,2$  мм ( $J=2 \rightarrow J'=3$ ) погрешности радиоастрономических измерений составляют десятки градусов и превышают возможное влияние  $\text{COS}$  на спектр радиоизлучения планеты. На резонансных частотах  $\text{COS}$ , расположенных в коротковолновой области спектра, где

контрасты ярких температур из-за наличия COS оказываются значительными и достигают  $\sim 120\text{--}130\text{ К}$ , радиоастрономические исследования радиоизлучения Венеры еще не проводились.

Для сравнения укажем, что при содержании COS во всей толщине атмосферы ( $h \lesssim 100\text{ км}$ ), соответствующем нижнему пределу измерений АМС «Венера-13, -14», контрасты  $\Delta\bar{T}_{я.в}$  уменьшаются на  $15\text{--}60\text{ К}$  и составляют  $\Delta\bar{T}_{я.в} \sim 30, 58$  и  $83\text{ К}$  соответственно для переходов  $J=3 \rightarrow J'=4$  ( $\lambda_J=6,17\text{ мм}$ ),  $J=5 \rightarrow J'=6$  ( $\lambda_J=4,11\text{ мм}$ ),  $J=6 \rightarrow J'=7$  ( $\lambda_J=3,08\text{ мм}$ ). Для модели атмосферы, которая характеризуется содержанием  $f_{\text{COS}}=6 \cdot 10^{-5}$  до высот  $h < 60\text{ км}$  и отсутствием COS на больших высотах, соответствующие контрасты уже не превышают  $\sim 20\text{--}30\text{ К}$  [8]. Полуширины линий COS в спектре  $T_{я.в}$  составляют примерно  $50\text{--}100\text{ МГц}$ . Таким образом, постановка радиоастрономических наблюдений Венеры на резонансных частотах COS с точностью  $\sim 10\text{--}15\text{ К}$  на аппаратуре с полосой приема в десятки мегагерц позволит получить новые сведения о содержании этой компоненты в средней и верхней частях атмосферы ( $h \gtrsim 60\text{ км}$ ).

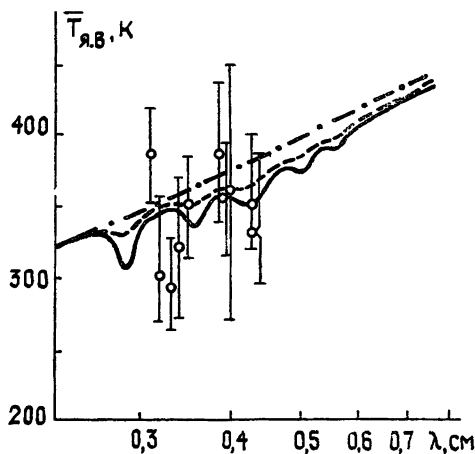


Рис. 3.

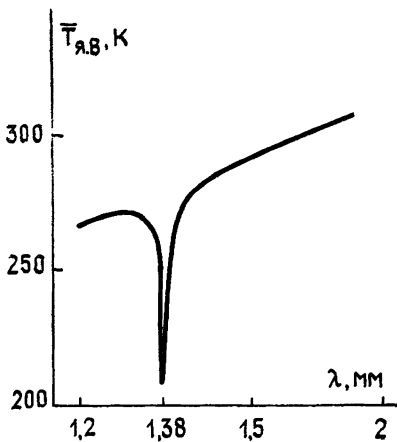


Рис. 4.

Рис. 3. Сравнение теоретических спектров радиоизлучения Венеры, усредненных по видимому диску планеты, с экспериментальными данными в области  $\lambda \approx 3\text{--}4,5\text{ мм}$ .

Штрихпунктир — теоретический спектр, обусловленный  $\text{CO}_2$  и  $\text{N}_2$ ; пунктир — теоретический спектр с учетом  $\text{SO}_2$  ( $f_{\text{SO}_2}^1 = 1,5 \cdot 10^{-4}$  при  $h \leq 50\text{ км}$  и  $f_{\text{SO}_2}(h) = f_{\text{SO}_2}^1 \exp[-(h-50)/1,5]$  при  $h > 50\text{ км}$ ); сплошная кривая — теоретический спектр для содержания  $f_{\text{SO}_2} = 1,5 \cdot 10^{-4}$  при  $h \leq 60\text{ км}$  и  $f_{\text{SO}_2} = 0$  при  $h > 60\text{ км}$ .

Рис. 4. Теоретический спектр радиоизлучения Венеры вблизи резонанса  $\text{H}_2\text{S}$   $2_0\text{--}2_2$  ( $\lambda_{ij} = 1,38\text{ мм}$ ):  $f_{\text{H}_2\text{S}} = 1,2 \cdot 10^{-4}$  на высотах  $h \leq 100\text{ км}$ .

На рис. 3 теоретические спектры радиоизлучения Венеры в миллиметровом диапазоне с учетом  $\text{SO}_2$  сравниваются с теми же радиоастрономическими данными, которые представлены на рис. 2. Результаты рис. 3 позволяют сделать выводы по постановке радиофизического эксперимента в резонансных областях  $\text{SO}_2$ , аналогичные тем, которые сделаны выше для COS. И в заключение на рис. 4 приведен теоретический спектр радиоизлучения Венеры вблизи длинноволнового резонанса  $\text{H}_2\text{S}$  (линия  $2_0\text{--}2_2$ ). Для содержания  $f_{\text{H}_2\text{S}} = 4 \cdot 10^{-5}$  при  $h \leq 100\text{ км}$   $\Delta\bar{T}_{я.в} = 57\text{ К}$  и для содержания  $f_{\text{H}_2\text{S}} = 12 \cdot 10^{-5}$  при  $h \leq 60\text{ км}$  ( $f_{\text{H}_2\text{S}} = 0$  при  $h > 60\text{ км}$ ) —  $\Delta\bar{T}_{я.в} = 24\text{ К}$  на резонансной длине волны  $\lambda = 1,38\text{ мм}$ . Вращательные линии COS и  $\text{H}_2\text{S}$  микроволнового диапазона разрешаются в атмосфере Венеры на уровнях, лежащих выше облаков ( $h_{\text{обл}} \approx 50\text{--}60\text{ км}$  [18]), и поэтому условия формирования радиоизлучения в этих линиях определяются в основном оптическими толщинами газовых компонент (см. соотношения (1)—(4)).

Локальные контрасты ярких температур планеты в резонансных областях рассмотренных примесей на  $10\text{--}30\text{ К}$  превышают контрасты в усредненных по видимому диску спектрах. Поэтому при реализации наблюдений радиоизлучения Венеры со спутников планеты перспективным представляется не только сравнение интегральных по высоте теоретических и экспериментальных радиохарактеристик (как это осуществлено в статье), но и постановка и решение обратных задач дистанционного зондирования, что, в свою очередь, может привести к получению информации о динамике и тонкой структуре распределения исследуемых компонент.

1. Кузьмин А. Д., Ветухновская Ю. Н. — Космические исследования, 1968, 6, № 4, с. 590.
2. Ржигга О. Н. В кн.: Физика Луны и планет. — М.: Наука, 1972, с. 367.
3. Яковлев О. И. В кн.: Физика Луны и планет. — М.: Наука, 1972, с. 372.
4. Кузьмин А. Д., Маров М. Я. Физика планеты Венера. — М.: Наука, 1974. — 408 с.
5. Кисляков А. Г., Наумов А. П., Зиничева М. Б., Маркина Н. Н. Препринт НИРФИ № 121. — Горький, 1978.
6. Зиничева М. Б., Маркина Н. Н., Наумов А. П. Тезисы докладов XVI Всесоюзной конференции по радиоастрономическим исследованиям Солнечной системы. — М.: ИЗМИРАН, 1984, с. 40.
7. Смирнова Т. В., Кузьмин А. Д. — Астрон. журн., 1974, 51, № 3, с. 607.
8. Наумов А. П., Зиничева М. Б., Муратов Н. Н. — Изв. вузов — Радиофизика, 1976, 19, № 1, с. 5.
9. Janssen M. A., Royster P. L. — Icarus, 1981, 46, № 1, p. 51.
10. Сагдеев Р. З., Мороз В. И. — Наука в СССР, 1981, № 1, с. 16.
11. Краснопольский В. А. — Космические исследования, 1984, 22, № 5, с. 812.
12. Мухин Л. М., Гельман Б. Г., Ламонов Н. И., Мельников В. В., Ненароков Д. Ф., Охотников Б. П., Ротин В. А., Хохлов В. Н. — Космические исследования, 1983, 21, № 2, с. 225.
13. Жевакин С. А., Наумов А. П. — Изв. вузов — Радиофизика, 1963, 6, № 4, с. 674.
14. Наумов А. П. — Изв. вузов — Радиофизика, 1972, 15, № 5, с. 682.
15. Горди В., Смит В., Трамбаруло Р. — Радиоспектроскопия. — М.: Гостехиздат, 1955 — 448 с.
16. Ho W., Kaufman A., Thaddeus P. — J. Geophys. Res., 1966, 71, № 21, p. 5091.
17. Gord M. S., Lojko M. S., Petersen J. D. — Microwave spectral tables, vol. 5 (Spectral line listing). — USA: Nat. Bur. Stand., 1968.
18. Маров М. Я., Бывшев Б. В., Баранов Б. П., Лебедев В. Н., Лукашевич Н. Л., Максимов А. В., Мануйлов К. К., Фролов А. М., Шарп В. П. — Космические исследования, 1983, 21, № 2, с. 269.

Научно-исследовательский  
радиофизический институт

Поступила в редакцию  
3 января 1985 г.

УДК 53.08:621.396.67

## О МЕТОДЕ СФЕРИЧЕСКИХ ГАРМОНИК В ТЕОРИИ ИЗМЕРЕНИЙ ХАРАКТЕРИСТИК АНТЕНН

Д. Г. Асатрян, Э. Д. Газазян

1. Коэффициенты разложения поля антенны по сферическим гармоникам могут быть записаны в виде [1, 2]

$$a_{nm} H_0^e = \mp K_{nm} \frac{r^2 \pi^2}{\lambda^2 \delta(m)} F_n(r) \int_0^\pi \left[ \frac{m P_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta} f_{1m\varphi} \mp \frac{\partial P_n^m(\cos \theta)}{\partial \theta} f_{2m\theta} \right] \sin \theta d\theta, \quad (1)$$

$$a_{nm} H_0^e = \mp K_{nm} \frac{r^2 \pi^2}{\lambda^2 \delta(m)} F_n(r) \int_0^\pi \left[ \frac{m P_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta} f_{2m\theta} \pm \frac{\partial P_n^m(\cos \theta)}{\partial \theta} f_{1m\varphi} \right] \sin \theta d\theta,$$

где  $K_{nm} = \frac{2n+1}{n(n+1)} \frac{(n-m)!}{(n+m)!}$ ,  $r$  — радиус сферы измерений,  $\lambda$  — длина волны,  $F_n(r) = h_n^{(2)}(kr) + \frac{i}{kr} \frac{\partial}{\partial r} [r h_n^{(2)}(kr)]$ ,  $h_n^{(2)}(kr)$  — сферические функции Ганкеля второго рода\*,  $P_n^m(\cos \theta)$  — присоединенные функции Лежандра,  $m < n$ ,

$$f_{1m\varphi} = \mp \frac{\delta(m)}{\pi} \int_0^{2\pi} E_\varphi \cos m\varphi d\varphi,$$

\* Выбор рода функций Ганкеля диктуется условием излучения.