

**КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ
И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ**

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ВЕНЕРЫ В 4-х МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ВОЛН

А. Г. Кисляков, А. Д. Кузьмин, А. Е. Саломонович

В марте 1961 г. на 22-метровом радиотелескопе Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР^[1] с аппаратурой, разработанной в НИРФИ при Горьковском университете, начаты наблюдения радиоизлучения Венеры в 4-х миллиметровом диапазоне длин волн. Методика наблюдений аналогична описанной в [2]. С помощью оптического гида (наблюдения велись при условии оптической видимости Венеры) планета сопровождалась по высоте. По азимуту осуществлялось медленное прохождение Венеры через диаграмму направленности антенны радиотелескопа. Азимутальная скорость антенны относительно планеты устанавливалась в пределах между 1 и 3 угл. мин в минуту времени. Во избежание ошибок, связанных с неточным знанием взаимного расположения оптической и электрической осей телескопа, измерения радиоизлучения Венеры повторялись при различных установках визира оптического гида по высоте.

Сигнал на выходе радиометра 4-х миллиметрового диапазона регистрировался с помощью самописца. При обработке данных наблюдений производилось усреднение нескольких записей прохождения Венеры через диаграмму направленности антенны радиотелескопа.

Определение температуры антенны производилось двумя способами. Первый способ основан на сравнении величины принимаемого сигнала с излучением поглощающего клина, вводимого в тракт сигнала. Клинь имел температуру воздуха T_0 . Если отклонения на выходе радиометра а) при включенном клине, б) при антенне, наведенной на Венеру, и в) при антенне, наведенной на область неба близ Венеры, равны соответственно α_k , α_B и α_n , то

$$T_a = qT_0(1 - \Delta),$$

где T_a — антенная температура, $q = (\alpha_B - \alpha_n)/(\alpha_k - \alpha_n)$, а Δ — поправка, учитывающая излучение Земли и атмосферы в боковые и задние лепестки антенны. Оценки показали, что для использованной антенной системы величина $\Delta \approx 0,1 \pm 0,05$. Таким образом, при определении антенной температуры возможна ошибка $\pm 5\%$. Флюктуационная ошибка не превышала $\pm 5\%$. Следовательно, точность определения антенной температуры не хуже $\pm 7\%$.

Второй способ измерения температуры антенны основан на сравнении принимаемого сигнала с собственным излучением атмосферы, величина поглощения волн 4-х миллиметрового диапазона в которой известна [3]. Поэтому разница отклонений на выходе радиометра при антенне, установленной на разную высоту, может быть использована для калибровки. Поскольку при калибровке антенна поворачивалась на сравнительно небольшой угол ($\lesssim 20^\circ$), изменением излучения Земли и атмосферы в боковые и задние лепестки антенны можно пренебречь. Второй способ определения T_a применим лишь при отсутствии облачности; по этой причине он мог служить только для контроля первой основной методики калибровки.

Наибольшая ошибка в обработке экспериментальных данных может быть допущена при пересчете антенной температуры к усредненной по диску Венеры яркостной температуре T_B . Этот пересчет производился по известной формуле

$$T_B = \frac{T_a}{1 - \beta} \int_{\Omega} F d\Omega / \int_B F d\Omega,$$

где β — коэффициент рассеяния антенны вне главного лепестка, F — диаграмма направленности антенны по мощности. Главный лепесток диаграммы направленности антенны был определен из усредненных записей прохождения Венеры. Ширина главного лепестка на уровне половинной мощности оказалась равной $1,6 \times 0,2$. Коэффициент рассеяния антенны радиотелескопа вне главного лепестка находился путем анализа

записей прохождения Солнца через диаграмму (так была определена величина рассеяния вне главного лепестка в пределах угловых размеров Солнца), а также из результатов измерений антенных температур Луны и Солнца. Интенсивность радиоизлучения Солнца и Луны в 4-х миллиметровом диапазоне волн принималась известной [4]. Последние измерения позволили оценить коэффициент рассеяния антенны радиотелескопа вне телесного угла Солнца (Луны). Таким путем оказалось возможным установить, что величина $\beta \approx 0,7$. В этом случае усредненная по диску яркостная температура Венеры (вблизи соединения) равна $T_B = 390^\circ\text{K} \pm 120^\circ\text{K}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Е. Саломонович, Радиотехника и электроника, 4, 2092 (1959).
2. А. Д. Кузьмин, А. Е. Саломонович, Астрон. ж., 37, 297 (1960).
3. A. W. Straiton, C. W. Tolbert, Proc. IRE, 48, 898 (1960).
4. А. Г. Кисляков, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 4, 433 (1961).

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР

Научно-исследовательский радиофизический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
9 мая 1961 г.

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ДВИЖУЩИХСЯ СРЕДАХ

К. А. Барсуков и Л. Г. Нарышкина

В последнее время приобрел определенный интерес вопрос об излучении заряженных частиц в быстро движущихся средах [1]. При пересечении зарядом границы быстро движущегося объекта происходит перестройка поля заряда и возникает переходное излучение. Ниже для выяснения принципиальных особенностей этого эффекта мы рассмотрим простейший случай, когда скорость частицы параллельна скорости среды. Частично эта задача была рассмотрена в [2].

1. Пусть в системе координат x, y, z , *ict* $z = -ut$ ($u > 0$) является плоскостью раздела двух сред с постоянными ϵ_1 ($z + ut < 0$) и ϵ_2 ($z + ut > 0$), измеренными в системе координат, где среда покоится. Вдоль оси z в положительную сторону со скоростью v движется частица, обладающая зарядом q .

Для решения задачи о переходном излучении, возникающем при пересечении частицей границы раздела, необходимо решить систему уравнений Максвелла для каждой из сред ишить полученные решения на границе раздела. Кроме того, для однозначного определения векторов поля переходного излучения необходимо выполнение условий излучения (чтобы энергия отводилась от границы раздела). При неподвижной границе это требование приводит к тому, что слева и справа от стенки существует по одной уходящей от нее волне. Если же граница движется, то в некоторой области частот z -составляющая групповой скорости может оказываться меньше скорости движения стенки; тогда при $z + ut > 0$ существует вторая волна, идущая за границей раздела.

Проследим, каким образом можно получить этот результат из известного решения для неподвижной границы раздела. В дальнейшем все величины, относящиеся к системе координат, связанной с границей раздела, будем помечать штрихами. Из формулы преобразования частот имеем

$$\frac{d\omega}{d\omega'} = \frac{1 - u/v_g'}{(1 - u^2/c^2)^{1/2}}, \quad (1)$$

где v_g' — z' -составляющая групповой скорости в неподвижной среде. При $z + ut > 0$ $v_g' > 0$ и $d\omega/d\omega'$ меняет знак в точке, где $u = v_g'$; следовательно, в области частот, в которой $d\omega/d\omega' > 0$, существует волна, идущая от движущейся границы, а при $d\omega/d\omega' < 0$ — за движущейся границей. При $z + ut < 0$ $v_g' < 0$ и $d\omega/d\omega' > 0$ всюду, т. е. здесь существует только одна волна, уходящая от границы раздела.

Применим полученные результаты к нахождению поля переходного излучения. Ограничимся для простоты случаем, когда движущейся средой является плазма, т. е. положим $\epsilon_1' = 1$ и $\epsilon_2' = 1 - \omega_0'^2/\omega^2$, где $\omega_0' = (4\pi e^2 N/m)^{1/2}$ — плазменная частота.