

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 533.951

СПИЦЕОБРАЗНЫЕ НЕОДНОРОДНОСТИ И НЕЛИНЕЙНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ ВОЛНЫ В КОЛЬЦАХ САТУРНА

П. В. Блиох, С. И. Ханкина, В. В. Ярошенко

Спицеобразные неоднородности, обнаруженные в кольцах Сатурна с космических аппаратов «Вояджер» [1], заинтриговали многих исследователей. В известной нам литературе механизм образования «спиц» так или иначе связывается с электромагнитными силами [2, 3]. Мы также разделяем эту точку зрения, но обращаем внимание на ту особенность, которая ранее никем не учтывалась, но, возможно, послужит ключом к пониманию этого интересного явления. Дело в том, что «спицы» обычно возникают группами, образуя квазипериодическую структуру. Это наводит на мысль, что здесь наблюдаются проявления какого-то волнового процесса. Чередование темных и более светлых полос, возможно, свидетельствует о вариациях плотности пылевых частиц в плоскости кольца, т. е. «спицы» представляют собой продольные волны плотности. Если же учесть, что пылинки в кольцах несут на себе электрический заряд [4], то волны плотности вещества являются одновременно и волнами плотности заряда. Поэтому, исследуя колективные процессы в конгломерате частиц, образующих кольца, необходимо учитывать как гравитационные, так и электромагнитные силы. Можно показать, что электрические силы играют тем большую роль, чем меньше размеры частиц, и для пылинок микронных размеров (согласно экспериментальным данным, «спицы» образованы именно такими частицами [1]) гравитационным взаимодействием в коллективных процессах можно пренебречь. В то же время естественно предположить, что кольцо в целом является квазинейтральным, т. е. полный заряд пылевых частиц компенсируется зарядом свободных электронов и ионов плазмы. Мы приходим, таким образом, к модели плоского плазменного слоя, в котором могут распространяться квазиэлектростатические волны, вызывающие периодические изменения плотности вещества и заряда. Компоненты плазмы движутся, вообще говоря, с различными скоростями. На синхронной орбите $r = r_s \sim 1,13 \cdot 10^{10}$ см, где угловая кеплеровская частота ω_k совпадает с частотой вращения планеты ω_s , заряженные пылинки, электроны и ионы движутся с одной и той же скоростью. На других расстояниях r от планеты возникает относительная скорость $v_0(x)$ ($x = r - r_s$) между пылевой и электронно-ионной компонентами: пылинки движутся в соответствии с законами Кеплера (с небольшими поправками за счет полей униполярной индукции [5], а макро частицы, увлекаемые магнитным полем Сатурна, сохраняют угловую скорость, соответствующую r_s). Наличие поперечного градиента скоростей пылинок $v_0(x)$ существенно усложняет задачу, но после некоторых упрощений, в частности после усреднения возмущений по поперечной координате удается получить дисперсионное уравнение, которое в координатной системе, сопутствующей синхронной орбите, имеет вид [6]:

$$1 \simeq \frac{\Omega_p^2 |k| d}{(\omega - k \bar{v}_0)^2 - k^2 \Delta v^2}. \quad (1)$$

Здесь $\Omega_p^2 = 2\pi q^2 n_0 / m$, q, n_0, m — заряд, плотность и масса частиц, d — толщина кольца, \bar{v}_0 — средняя скорость пылинок относительно $v_0(0)$, а Δv — максимальный разброс их скоростей, \bar{v}_0 и Δv определяются на интервале $\Delta x = r_2 - r_1$ ($r_2 \sim 1,2 \cdot 10^{10}$ см $> r_s$, и $r_1 \sim 1,01 \cdot 10^{10}$ см $< r_s$), т. е. в области наблюдения «спиц». При выводе (1) кольцо было развернуто в полосу и рассматривались чисто азимутальные возмущения вида $\exp[i(ky - \omega t)]$, $y = r_s \theta$. Если значения всех параметров, входящих в (1), выбрать в соответствии с литературными данными и положить $k \sim l^{-1}$ ($l \sim 10^8$ см — характерная ширина спиц), то, согласно (1), соответствующая частота волны оказывается равной $\omega \sim 10^{-3}$ с⁻¹. Эта величина близка к обратному времени жизни «спиц» ($t \sim 10^4 \div 10^5$ с), а фазовая скорость $v_\phi = \omega/k \sim 10^5$ см/с мала по сравнению с кеплеровской скоростью на синхронной орбите $v_h (v_h = \omega_s r_s \sim 2 \cdot 10^8$ см/с). Поэтому при наблюдении «спиц» их относительное движение будет слабо заметным и они будут казаться «вмороженными» в магнитосферу планеты в области синхронной орбиты. Таким образом, выводы, следующие из анализа

линейного дисперсионного уравнения (1), как будто бы не противоречат результатам наблюдений. Однако в линейной теории остается неясным, почему «спицы» не распределены более или менее равномерно по всей окружности кольца, а нередко возникают в виде уединенных групп. Последнее обстоятельство, возможно, свидетельствует о том, что в данном случае мы имеем дело с нелинейными волнами, а упомянутые волновые пакеты представляют собой солитоны огибающей.

При анализе нелинейных возмущений несколько упростим постановку задачи. Вместо кольца конечной толщины будем рассматривать бесконечно тонкий плазменный слой с поверхностной плотностью заряда $\sigma = nd$. Электрическое поле вне слоя удовлетворяет уравнению Лапласа

$$\Delta\phi = 0 \quad (2)$$

с граничными условиями

$$(\partial\phi/\partial z)_{z=\pm 0} = \mp 2\pi q \sigma \quad (3)$$

($z = 0$ — плоскость кольца). Движение частиц в плоскости $z=0$ описывается в гидродинамическом приближении системой уравнений

$$\begin{aligned} \frac{dv}{dt} + \bar{v}_0 \frac{dv}{dy} + \frac{q}{m} \frac{d\phi}{dy} + \frac{\Delta v^2}{\sigma_0} \frac{d\sigma}{dy} &= -v \frac{dv}{dy}, \\ \frac{d\sigma}{dt} + \frac{\partial}{\partial y} (\sigma_0 v + \bar{v}_0 \sigma) &= -\frac{\partial}{\partial y} (\sigma v). \end{aligned} \quad (4)$$

Величины \bar{v}_0 и Δv имают тот же смысл, что и в уравнении (1), а $\sigma_0 = n_0 d$. Рассматриваются только одномерные возмущения ($\partial/\partial x \equiv 0$) в декартовой системе координат (кольцо «развернуто» в полосу).

В линейном приближении, когда правые части уравнений (4) полагаются равными нулю, существует решение системы (2) — (4) в виде поверхностных волн $\sim \exp[-k|z| + i(ky - \omega t)]$, причем величины ω и k удовлетворяют дисперсионному соотношению (1), что и оправдывает переход к упрощенной модели.

Если учесть нелинейные члены в (4), то, пользуясь методом последовательных приближений, можно получить дисперсионное уравнение для волн плотности с конечной амплитудой b :

$$\omega \approx \Omega_p \sqrt{|k|d} (1 + 7b^2/8\sigma_0^2), \quad (5)$$

где b^2/σ_0^2 — малый параметр. (При выводе (5) отброшены величины $\bar{v}_0^2/\Omega_p^2 d \ll 1$ и $k\Delta v^2/\Omega_p^2 d \ll 1$.) Далее обычным образом [7] строится нелинейное уравнение Шредингера для огибающей $B(y, t)$ ($\sigma = \operatorname{Re}\{B(y, t)\exp[i(ky - \omega t)]\}$):

$$i \left(\frac{\partial B}{\partial t} + U_0 \frac{\partial B}{\partial y} \right) + \frac{1}{2} U'_0 \frac{\partial^2 B}{\partial y^2} - ab^2 B = 0, \quad (6)$$

где $U_0 \approx \omega_0/2k_0$, $U'_0 \approx -\omega_0/4k_0^2$, $a \approx 7\omega_0/8\sigma_0^2$, k_0 и ω_0 — волновое число и частота, удовлетворяющие линейному дисперсионному соотношению (1).

Легко убедиться, что существует решение (6) с начальной амплитудой $\sqrt{2}b_0$ в виде локализованного волнового пакета (солитона) $B = \exp[-iab_0^2 t]V(y - U_0 t)$, где

$$V(y - U_0 t) = \sqrt{2} b_0 \operatorname{sech}[\sqrt{-2ab_0^2/U'_0}(y - U_0 t)]. \quad (7)$$

Волновой пакет (7) распространяется с групповой скоростью U_0 , образуя модулированную волну плотности:

$$\sigma = \cos[k_0 y - t(\omega_0 + ab_0^2)]V(y - U_0 t). \quad (8)$$

Попробуем сопоставить эту формулу с результатами наблюдений. Положим, как и раньше, $k_0 \sim l^{-1} \sim 10^{-8}$ см $^{-1}$, но учтем, что «спицы» образуют волновой пакет, в котором объединяются несколько ($N \sim 3 \div 5$) волн. Указанной величине k_0 соответствует $\omega_0 \sim 10^{-3}$ с $^{-1}$ (ω_0 определяется из линейного дисперсионного уравнения (1)), а по ширине пакета $\Delta \approx Nl$ можно рассчитать искаженный частотный сдвиг ab_0^2 . Действительно, согласно (7) и (8) характерный масштаб изменения огибающей вдоль y равен $\Delta \approx \sqrt{-U'_0/2ab_0^2}$, откуда $ab_0^2 \approx -U'_0/\Delta^2 \sim \omega_0/4N^2$. Поскольку частотный сдвиг мал по сравнению с ω_0 , фазовая скорость волны почти не меняется ($v_\phi \sim 10^5$ см/с), т. е. остается малой по сравнению с линейной кеплеровской скоростью на синхронной орбите ($v_k \sim 2 \cdot 10^6$ см/с). Что же касается групповой скорости U_0 , то, согласно (5), она всегда вдвое меньше v_ϕ , и, следовательно, также $U_0 \ll v_k$. Таким образом, найденное решение описывает волновой пакет, состоящий из нескольких «спиц», который движется почти синхронно с вращением планеты, как и отмечается в наблюдениях «Вояджеров». Кроме того, по числу «спиц» в отдельной группе (N) можно оценить с помощью (8) глубину модуляции плотности частиц $b_0/\sigma_0 \sim (2N)^{-1} \sim 10^{-1}$. Поэтому можно ожидать, что чем меньше число

«спиц» N , тем контрастнее они должны выделяться на фоне кольца. К сожалению, в нашем распоряжении нет фотометрических данных, по которым можно было бы проверить этот вывод.

Авторы выражают искреннюю благодарность Ф. Г. Бассу за внимание к работе и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Smith B. A., Stone E. C. et al. — Science, 1982, 215, № 4514, p. 504.
2. Morfill G. E., Grün E. et al. — Icarus, 1983, 53, № 2, p. 230.
3. Давыдов В. Д. — Космические исследования, 1982, 20, № 3, с. 321.
4. Thomsen M. F., Goertz C. K. et. al. — Geophys. Res. Lett., 1982, 9, № 4, p. 423.
5. Блиох П. В., Ярошенко В. В. — Космические исследования, 1983, 21, № 6, с. 940.
6. Блиох П. В., Ярошенко В. В. — Астрономический журнал, 1985, 62, № 3, с. 569.
7. Карпман В. И. Нелинейные волны в диспергирующих средах. — М.: Наука, 1973.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
30 октября 1984 г.

УДК 551.524

ВЛИЯНИЕ СОСТОЯНИЯ ТОРФЯНЫХ ПОЛЕЙ НА ИХ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ В СВЧ ДИАПАЗОНЕ

Э. А. Арзуманянц, А. А. Казаров, Е. С. Каменецкий, А. В. Шпаков

Одним из важных объектов, подлежащих дистанционному зондированию, являются торфяные поля. Необходимость мобильного неконтактного метода определения таких параметров торфа, как влажность и температура, вызвана, во-первых, большими протяженностями торфяных участков, во-вторых, наличием внутренних очагов самовозгорания, не приводящих к изменению поверхностной температуры [1]. Целью настоящей работы является определение связи параметров микроволнового излучения с некоторыми характеристиками торфяных покровов, проводимое методом численного моделирования.

Как известно (см., например, [2]), радиояркостная температура земного покрова с гладкой поверхностью в микроволновом диапазоне имеет вид

$$T_{\text{я}} = \alpha \int_0^{\infty} T(z) \gamma(z) \sec \theta \exp \left[- \int_0^z \gamma(z') \sec \theta dz' \right] dz, \quad (1)$$

где α — коэффициент излучения, связанный с коэффициентом отражения R электромагнитных волн от соответствующего слоя: $\alpha = 1 - |R|^2$, $T(z)$ — вертикальный профиль температуры в слое, $\gamma(z)$ — коэффициент поглощения. Ось z направлена от поверхности в глубину слоя, θ — значение угла наблюдения в излучающей среде.

На практике часто электрические параметры земных покровов неоднородны по глубине. Так, в области микроволнового диапазона диэлектрическая проницаемость песка, глины линейно зависит от влажности [3], влажность же, в свою очередь, меняется с глубиной, и характер этого изменения весьма разнообразен. Кроме того, вертикальный профиль температуры $T(z)$ также может иметь сложный вид. Все это существенно затрудняет интерпретацию измерений радиояркостной температуры.

В ряде случаев [4] влажность можно считать линейно меняющейся с глубиной на протяжении эффективно излучающего слоя, а на больших глубинах принять постоянной.

При наличии очага самовозгорания внутри торфяного штабеля влага «выживает» от очага к поверхности [4], линейно возрастая до некоторого значения ϕ_0 на поверхности. Такая модель распределения влажности в торфе может быть применена к случаю, когда очаг самовозгорания находится на расстоянии не более 30–35 см от поверхности слоя. Это согласуется с тем, что глубина эффективно излучающего слоя $l_0 = 1/\gamma$ [3] в диапазоне длин волн 3–17 см лежит в пределах 10–30 см.

Расчет будем проводить для торфяного слоя с внутренним очагом самовозгорания. Соответствующий профиль температуры $T(z)$ приведен в [6]. Этот профиль хорошо аппроксимируется выражением

$$T(z) = T_0 + T_1 \exp [-p(h-z)^2], \quad (2)$$