

ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НА УДВОЕННОЙ ПЛАЗМЕННОЙ ЧАСТОТЕ В МАГНИТОСФЕРЕ ЭКЗОПЛАНЕТЫ HD189733b

Зайцев В.В.¹, Шапошников В.Е.¹, Ходаченко М.Л.², Руменских М.С.³

¹*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия*

²*Институт космической физики Австрийской академии наук, Грац, Австрия*

³*Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия*

ON THE EFFICIENCY OF RADIO EMISSION AT DOUBLE PLASMA FREQUENCY IN THE MAGNETOSPHERE OF EXOPLANET HD189733b

Zaitsev V.V.¹, Shaposhnikov V.E.¹, Khodachenko M.L.², Rumenskikh M.S.³

¹*Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia*

²*Institute for Space Physics of the Austrian Academy of Sciences, Graz, Austria*

³*Institute of Laser Physics SB RAS, Novosibirsk, Russia*

On exoplanets with a weak magnetic field, instead of an electron cyclotron maser, the so-called plasma maser can be effectively implemented, which involves the generation of plasma waves by energetic electrons and their transformation into radio emission at a plasma frequency or at a double plasma frequency. At the plasma frequency, under certain conditions, a maser effect occurs, which manifests itself in an exponential increase in the intensity of radio emission with an increase in the energy of plasma waves. In the present work, Raman scattering of excited plasma waves with the formation of an electromagnetic wave at a doubled plasma frequency in the plasmasphere of the HD189733b exoplanet, for which the three-dimensional structure of the plasma shell has been studied, is studied. In this case, the radio emission of the second harmonic can provide information about the properties of the exoplanet's plasmasphere at sufficiently large distances that are inaccessible during observations at the fundamental frequencies of the plasma frequency.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-115-118

1. Введение

Радиоизлучение экзопланет, т.е. планет, находящихся за пределами Солнечной системы, представляет собой важный канал информации о свойствах плазмосфер указанных объектов, включая информацию о концентрациях плазмы и энергичных частиц, магнитных полях, а также протяженности плазменных оболочек экзопланет. При этом по аналогии с радиоизлучением ряда планет Солнечной системы обычно рассматривается механизм электронного циклотронного мазера, который «работает» при условии, когда гирочастота электронов в источнике радиоизлучения значительно превышает плазменную частоту. Если это условие не выполняется, как, например, для экзопланет HD 209458b и HD 189733b, то механизм электронного циклотронного мазера неэффективен [1]. В работе [2] мы по-

казали, что на экзопланетах со слабым магнитным полем может эффективно реализоваться так называемый плазменный мазер, предполагающий генерацию плазменных волн энергичными электронами в источнике и их трансформацию в радиоизлучение на плазменной. На плазменной частоте при определенных условиях возникает мазер-эффект, проявляющийся в экспоненциальном росте интенсивности радиоизлучения с ростом энергии плазменных волн. В настоящей работе будет изучено комбинационное рассеяние («слияние») возбужденных плазменных волн с образованием электромагнитной волны на удвоенной плазменной частоте в плазмосфере экзопланеты HD189733b, для которой в настоящее время построены трехмерные модели плазменной оболочки с учетом ее взаимодействия со звездным ветром материнской звезды [3]. Хотя в случае комбинационного рассеяния отсутствует мазер-эффект вследствие распада электромагнитной волны на две плазменные при больших интенсивностях радиоизлучения, тем не менее, на второй гармонике существенно уменьшается столкновительное поглощение излучения и уменьшается требование на величину яркостной температуры в источнике, обеспечивающей наблюдаемый поток радиоизлучения на данной частоте.

2. Генерация радиоизлучения на удвоенной плазменной частоте

При наличии в плазмосфере экзопланеты кроме основной плазмы с концентрацией n популяции энергичных электронов с концентрацией $n_1 \ll n$ и неравновесной функцией распределения по скоростям возбуждаются плазменные (ленгмюровские) волны с частотой $\omega_p^2 = \omega_L^2 + 3k^2 v_T^2$, где ω_L – ленгмюровская частота, k – волновой вектор плазменных волн, v_T – тепловая скорость электронов основной плазмы. В результате комбинационного рассеяния плазменных волн генерируется излучение на удвоенной плазменной частоте $\omega_t(\mathbf{k}_t) = \omega_p^1(\mathbf{k}_1) + \omega_p^2(\mathbf{k}_2) \approx 2\omega_p$, $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_t$, где частота электромагнитной волны связана с волновым вектором соотношением $\omega_t^2 = \omega_L^2 + k_t^2 c^2$, $k_t = \frac{\omega_t}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_L^2}{\omega_t^2}}$. Уравнение переноса для яркостной температуры излучения T_b , для процесса комбинационного рассеяния в случае изотропного спектра плазменных волн имеет вид [4]

$$\frac{dT_b}{dt} = a - (\mu_N + \mu_c)T_b, \quad a \approx \frac{(2\pi)^5}{15\sqrt{3}} \frac{c^3}{\omega_L^2 \langle v_{ph} \rangle} \frac{w^2}{\xi^2} nT, \quad \mu_N \approx \frac{(2\pi)^2}{5\sqrt{3}} \frac{\omega_L}{\langle v_{ph} \rangle} \frac{w}{\xi}, \quad \mu_c = \frac{2v_{ei}}{c\sqrt{3}} \quad (1)$$

Здесь a – коэффициент излучения электромагнитных волн, $\langle v_{ph} \rangle = \omega_p / \langle k \rangle$ – средняя фазовая скорость плазменных волн, $w = W_p / nk_B T$ – отношение плотности энергии плазменных волн W_p к плотности тепловой энергии плазмы, n и T – соответственно, концентрация и температура основной

плазмы. Коэффициенты μ_c , μ_N характеризуют поглощение излучения на второй гармонике за счет электронно-ионных столкновений с частотой ν_{ei} и распада электромагнитной волны на две плазменные, соответственно. Параметр ξ характеризует спектральный объем плазменных волн, $(\Delta k)^3 = \xi \omega_L^3 / c^3$. Наличие даже относительно слабого магнитного поля в плазмосфере планеты приводит к естественной анизотропии функции распределения энергичных электронов, обусловленной существованием «конуса потерь» и соответствующим дефицитом частиц с относительно малыми поперечными по отношению к магнитному полю скоростями. Анализ спектрального объема возбуждаемых плазменных волн в случае конусной неустойчивости дает следующие значения параметра $\xi \approx 10 \div 10^2$ в интервале фазовых скоростей $\langle v_{ph} \rangle = (1 \div 0,5)c$, соответственно.

3. Яркостная температура и поток радиоизлучения на удвоенной плазменной частоте

Решение уравнения переноса (1) имеет вид

$$T_b = \frac{a}{\mu_c + \mu_N} [1 - \exp(-\tau_c - \tau_N)] \exp(-\tau_{ext}). \quad (2)$$

Здесь τ_c и τ_N относятся к поглощению электромагнитной волны в области трансформации на масштабе длины усиления L плазменной волны фиксированной частоты ω_p при реализации конусной неустойчивости в неоднородной плазмосфере экзопланеты, а τ_{ext} характеризует поглощение при распространении от области трансформации до наблюдателя. На рис. 1 приведены распределения концентрации плазмы n и температуры T в плазмосфере планеты для трехмерной модели взаимодействия экзопланеты HD189733b с солнечным ветром материнской звезды [3]. Для указанного распределения получаем следующие оценки оптических толщин в области трансформации: $\tau_c = \mu_c L \approx 0,5 \div 0,9$, $\tau_N = \mu_N L \approx (0,15 \div 3) \times 10^3 w$ в зависимости от расстояния этой области до планеты R/R_p , где R_p – радиус экзопланеты. Из приведенных оценок следует, что для $w > 10^{-3}$ вместо (2) получаем $T_b \approx \left(\frac{a}{\mu_N}\right) \exp(-\tau_{ext})$.

Поток радиоизлучения на уровне Земли равен $F = (k_B T_b / \lambda^2) (S / R_E^2)$. Здесь k_B – постоянная Больцмана, $\lambda = \frac{\pi c}{\omega_L}$ – длина волны излучения на удвоенной плазменной частоте, $S = 2\pi R^2$ – максимальная площадь источника радиоизлучения в плазмосфере на расстоянии R , соответствующем плазменной частоте ω_L , R_E – расстояние от экзопланеты HD189733b до Земли. На рис. 2 приведены потоки на уровне Земли для плотности энергии плазменных волн $W_p / nk_B T = 10^{-3}$. В качестве промера для частот $f_t = 20$ МГц; 14,3 МГц; 3,6 МГц соответствующих расстояниям $\frac{R}{R_p} =$

9; 10; 15, получаем следующие значения потоков радиоизлучения на уровне Земли: $F = 2 \times 10^{-3}$ Ян; 3,5 Ян; 31 Ян.

Из оценок следует, что поток радиоизлучения резко возрастает приблизительно на четыре порядка от нескольких миллиянских на частоте 20 МГц до нескольких десятков янских на частоте ≈ 4 МГц. Это означает, что

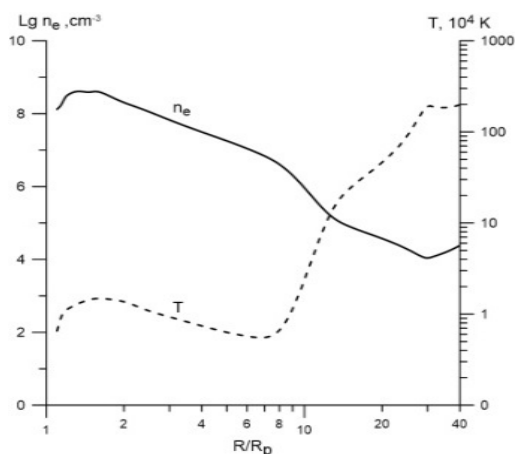


Рис. 1.

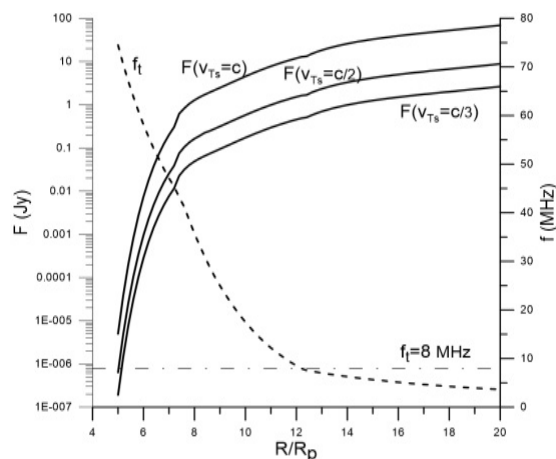


Рис. 2.

наиболее перспективный диапазон для возможности обнаружения радиоизлучения второй гармоники для экзопланеты HD189733b – декаметровый диапазон вблизи частоты отсечки земной ионосферы. При этом радиоизлучение второй гармоники может дать информацию о свойствах плазмосферы экзопланеты на достаточно больших расстояниях, недоступных при наблюдениях на частотах основного тона плазменной частоты. Открытым пока остается вопрос о происхождении энергичных частиц в плазмосфере экзопланеты.

Работа поддержана Министерством науки и высоких технологий РФ (Соглашение 075-15-2020-780).

Литература

1. Weber C., Lammer H., Sheikhsislamov I.F., et al. // MNRAS, 2017, 469, 3505 – 3517. DOI: 10.1093/mnras/stx1099
2. Zaitsev V.V., Shaposhnikov V.E. // MNRAS, 2022, 513, 4082- 4089, <https://doi.org/10.1093/mnras/stac1140>
3. Rumenskikh M.S., Shaikhsislamov I.F., Khidachenko M.L., et al. // ApJ, 2022, 927:238 (13 pp.), <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac441d>).
4. Железняков В.В. Электромагнитные волны в космической плазме. М.: «Наука», 1977, с. 418.