

## **ЭФФЕКТ ДВОЙНОГО ПЛАЗМЕННОГО РЕЗОНАНСА В ЭЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННОЙ ПЛАЗМЕ**

**Симонова Т.В., Шапошников В.Е.**

*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия*

## **EFFECT OF DOUBLE PLASMA RESONANCE IN ELECTRON-POSITRON PLASMA**

**Simonova T.V., Shaposhnikov V.E.**

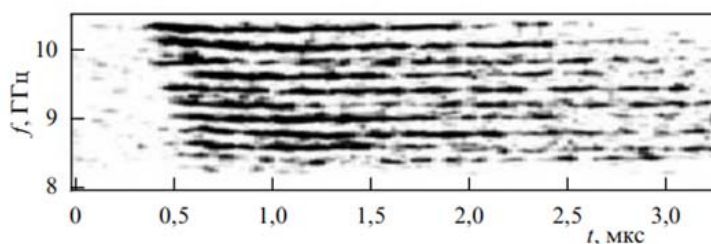
*Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia*

**<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-289-292>**

*This work studies the instability of electrostatic waves near the frequencies of electron cyclotron harmonics in electron-positron plasma under conditions typical for the source of pulsar radio emission with a quasi-harmonic structure. It is shown that the effect of double plasma resonance – an increase in the growth rate of waves when the frequency of the upper resonance coincides with one of the gyro harmonics – is realized in electron-positron plasma. An expression for the increment is obtained and the conditions under which this increase is most significant are determined.*

### **1. Введение**

В 2007 году учёные из Нью-Мексико Хэнкинс и Эйлек получили специфические динамические спектры радиоизлучения пульсара в Крабовидной туманности, представляющие собой дрейфующие во времени узкие квазигармонические полосы излучения. Пример такого всплеска приведен на рис. 1 [1].



**Рис. 1.**

Аналогичные частотные структуры наблюдались на динамических спектрах спорадического солнечного радиоизлучения, декаметрового и километрового радиоизлучений Юпитера. Наиболее развитые теории, предлагаемые для интерпретации указанных спектров, основаны на эффекте двойного плазменного резонанса (ДПР) на гармониках электронной циклотронной частоты (в случае солнечного радиоизлучения) или на гармониках ионной гирочастоты (радиоизлучение Юпитера). Эффект двойного плазменного резонанса заключается в существенном увеличении (на один-два порядка) инкремента возбуждения плазменных (электростатических) волн

на частоте одной из циклотронных гармоник. Магнитосфера пульсара, где происходит генерация радиоизлучения с квазигармонической структурой, возможно, заполнена электрон-позитронной плазмой. Такой вывод следует из модели магнитосферы, построенной на основе решения задачи о вращающейся в вакууме нейтронной звезде с сильным магнитным полем (см., например, [2] и приведенную там литературу). Исходя из аналогии спектров радиоизлучений Солнца, Юпитера и пульсара в Крабе, было предположено (см. [3] и приведенную там литературу), что эффект двойного плазменного резонанса возможен в электрон-позитронной плазме пульсара в Крабовидной туманности, и он ответствен за появление радиоизлучения с квазигармонической структурой. Это дало возможность дать непротиворечивое объяснение происхождения основных свойств их динамических спектров. Однако, для обоснования и развития данной модели необходимо изучить в деталях генерацию плазменных циклотронных волн в электрон-позитронной плазме в условиях ДПР и показать, что эффект двойного плазменного резонанса реализуется и в электрон-позитронной плазме.

## **2. Двойной плазменный резонанс в электрон-позитронной плазме**

В электрон-позитронной плазме с равной плотностью ( $n_e = n_p = n$ ) и температурой ( $T_e = T_p = T$ ) электронной ( $e$ ) и позитронной ( $p$ ) составляющих плазмы условие двойного плазменного резонанса можно записать следующим образом:  $\sqrt{2\omega_L^2 + \omega_B^2} \simeq l\omega_B$ , где  $\omega_L$  и  $\omega_B$  – плазменная (ленгмюровская) и циклотронная частота электронов, соответственно,  $l$  – номер циклотронной гармоники. Из этого соотношения следует, что для реализации данного эффекта необходимо, чтобы плазменная частота намного превышала циклотронную частоту. При этом источник, основанный на эффекте ДПР, должен быть расположен в магнитосфере пульсара, обладающего сильным магнитным полем. Авторы модели предположили, что в магнитосфере пульсара существуют локальные образования со слабым магнитным полем и плотной плазмой, где и происходит генерация радиоизлучения с квазигармонической структурой. В электрон-позитронной плазме с  $n_e = n_p$  и  $T_e = T_p$  дисперсионное уравнение для плазменных волн имеет вид [4, 5]:

$$\varepsilon_{\parallel} = 1 + \frac{2\omega_L^2}{k^2 v_T^2} [1 + i\pi z_0 \sum_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\lambda) I_l(\lambda) w(z_l)] = 0. \quad (1)$$

$$z_l = \frac{\omega - l\omega_B}{\sqrt{2}k_{\parallel}v_T}, \quad \lambda = \frac{k_{\perp}^2 v_T^2}{\omega_B^2}, \quad v_T = \sqrt{\frac{\kappa T}{m}},$$

где  $w(z)$  – функция Крампа,  $m$  – масса электрона,  $k_{\parallel}$  и  $k_{\perp}$  – компоненты волнового вектора  $\vec{k}$  вдоль и поперек магнитного поля, соответственно,  $I_l(\lambda)$  – модифицированная функция Бесселя порядка  $l$ ,  $\kappa$  – постоянная

Больцмана. Это выражение также отличается от аналогичного выражения для электронно-протонной плазмы только удвоенным квадратом плазменной частоты. В соответствии с моделью источника [3], были построены дисперсионные кривые для гармоник гирочастоты с 9 по 11 (рис. 2). Вертикальные пунктирные линии на графике разграничивают области с нормальной и аномальной дисперсией,  $\Delta = \frac{\omega_{uh}}{\omega_B} - (l - 1)$ ,  $\omega_{uh} = \sqrt{2\omega_L^2 + \omega_B^2}$  – частота верхнего гибридного резонанса в электрон-позитронной плазме. В области нормальной дисперсии может быть реализован эффект двойного плазменного резонанса.

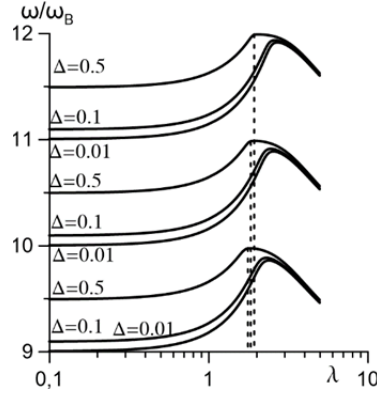


Рис. 2.

Для оценки величины инкремента неустойчивости циклотронных волн в случае двойного плазменного резонанса в электрон-позитронной плазме рассмотрим систему, состоящую из равновесной плазмы с концентрацией  $n_0$  и небольшой добавки (концентрация  $n_1 \ll n_0$ ) энергичных частиц (электронов или позитронов) с неравновесной функцией распределения по скоростям типа «конус потерь». В такой системе дисперсионное уравнение для плазменных волн можно представить в виде  $\varepsilon_{\parallel} \approx \varepsilon_{\parallel}^{(0)} + \varepsilon_{\parallel}^{(1)} = 0$ , а инкремент вычисляется по формуле (см., например, [6])

$$\gamma \approx - \frac{Im\varepsilon_{\parallel}}{\left[ \frac{\partial Re\varepsilon_{\parallel}^{(0)}}{\partial \omega} \right]_{\varepsilon_{\parallel}^{(0)}}}. \quad (2)$$

Здесь  $\varepsilon_{\parallel}^{(0)}$  и  $\varepsilon_{\parallel}^{(1)}$  – компоненты диэлектрической проницаемости, связанные с равновесной плазмой и неравновесными частицами, соответственно. В случае, когда скорость неравновесных частиц существенно превышает скорость тепловых частиц, поглощением волн частицами равновесной плазмы можно пренебречь и инкремент неустойчивости можно получить из (2), положив  $Im\varepsilon_{\parallel} \approx Im\varepsilon_{\parallel}^{(1)}$ ,

$$\text{где } Im\varepsilon_{\parallel}^{(1)} \approx \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_e^2 \omega_B}{k^2 k_{\parallel}} \left\{ (l-1) e^{-\tilde{z}_{l-1}^2} [\delta_{l-1} \varphi_{l-1}(\xi) + (\delta_{l-1} + 1) \xi \varphi'_{l-1}(\xi)] + l e^{-\tilde{z}_l^2} [\delta_l \varphi_l(\xi) + (\delta_l + 1) \xi \varphi'_l(\xi)] \right\}. \quad (3)$$

В (3)  $\varphi_l(\xi) = e^{-\xi} I_l(\xi)$ ,  $\xi = k_{\perp}^2 v_e^2 / \omega_B^2$ ,  $\delta_l = (\omega - l\omega_B) / l\omega_B$ ,  $\omega_e = \sqrt{4\pi e^2 n_1 / m}$ ,  $\tilde{z}_l = (\omega - l\omega_B) / \sqrt{2} k_{\parallel} v_e$ . На рис. 3 приведены графики зависимости инкремента  $\Gamma = (\gamma / \omega_B) N / N_e$  от  $\omega / \omega_B$  в гибридной полосе (интервал частот между соседними гармониками, включающий частоту верхнего гибридного резонанса  $\omega_{uh}$ )  $9 < \omega / \omega_B < 10$  при различных расстройках  $\Delta$ , обозначенных на рис. 3а числами, и в четырех гибридных полосах  $l = 8 - 11$  при расстройке  $\Delta = 0.01$  (рис. 3б).

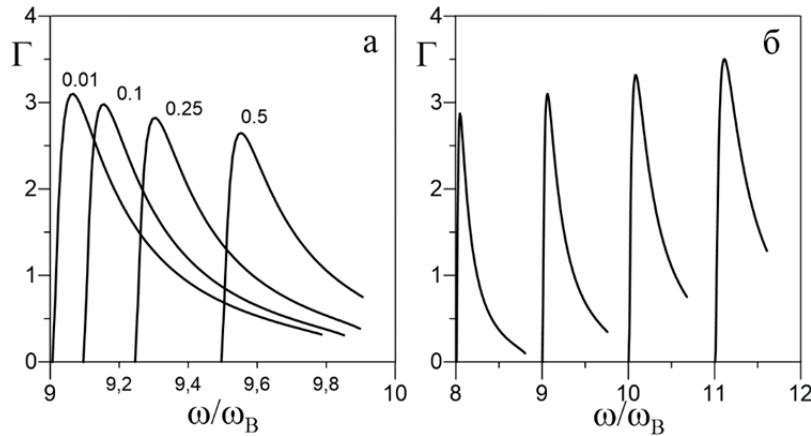


Рис. 3.

Мы получили, что в гибридной полосе инкремент возбуждения плазменной волны увеличивается примерно на полтора порядка по сравнению с соседними частотными интервалами. Причем значение инкремента увеличивается с приближением частоты верхнего гибридного резонанса к нижней границе гибридной полосы и достигает наибольшего значения при малом значении  $\Delta = \frac{\omega_{uh}}{\omega_B} - (l - 1)$ , что позволяет говорить о существовании эффекта двойного плазменного резонанса в электрон-позитронной плазме. В источнике с неоднородными магнитным полем и плотностью плазмы ДПР реализуются в различных областях источника и на разных гармониках с инкрементами сравнимой величины (Рис. 3б), что проявляется в частотной структуре наблюдаемого излучения в виде квази-гармонических полос.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 20-12-00268-П)

#### Литература

1. Hankins T.H., Eilek J.A. // *Astrophys. J.* 2007. Vol.670. P. 693.
2. Бескин, В.С. // *УФН.* 2018, т. 188, с. 377.
3. Железняков В.В., Злотник Е.Я., Зайцев В.В., Шапошников В.Е. // *УФН.* 2016. Т.186, №10. С.1090
4. Ахизер А.И. *Электродинамика плазмы.* – М.: Наука, 1974 – 720 с.
5. Tataronis J.A., Crawford F.W. // *J. Plasma Phys.* 1970. Vol. 4, № 2. P.231.
6. Zheleznyakov V.V., Zlotnik E.Ya. // *Solar Phys.* 1975. Vol. 43. P. 431.