АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 7 НОЯБРЬ, 1971 ВЫПУСК 4

О ПРИРОДЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ

А. К. ЮХИМУК

Пвступила 21 декабря 1970

Рассматривается механизм излучения вращающейся и пульсирующей нейтронной звезды. Предполагается, что ее излучение может возникнуть при движении по спиральным орбитам релятивистских электронов вдоль силовых линий магнитного поля, выходящих из магнитных полюсов пульсаров. Показано, что учет релятивистских эффектов в поливинтовом потоке приводит к появлению неустойчивости и к генерации электромагнитного излучения в области частот $\omega_{He}/(1+\beta_{\parallel})<\omega<\omega_{He}/(1-\beta_{\parallel})$, где $\beta_{\parallel}=v_{\parallel}/c$, $v_{\parallel}$—параллельная (относительно H) составляющая скорости частиц, —скорость света.

Попытки объяснения радиоизлучения пульсаров предпринимались рядом авторов [1—9]. Так, например, в работе [1] рассмотрено радиоизлучение, обусловленное плазменными колебаниями потока, вытекающего из полюсов нейтронной звезды. В работе [2] предполагается, что вокруг пульсара имеются электрические токи, вращающиеся с вращением пульсара. В окрестности светового цилиндра, где скорость вращения приближается к скорости света, должно возникать излучение этих токов и зарядов как излучение системы релятивистских магнитных и электрических диполей. В работе [3] рассмотрено электромагнитное излучение тонкого токового слоя на границе вакуума и релятивистской плазмы, осциллирующего с низкой частотой. В работе [4] рассматривается модель пульсара, в которой основным механизмом излучения является турбулентность анизотропной плазмы, которая образуется в результате двухпучковой неустойчивости в окрестности светового цилиндра вращающейся магнитной звезды. В большинстве работ в качестве механизма радиоизлучения рассматривается пучковая и конусовая неустойчивости, приводящие к генерации плазменных волн, которые после конверсии дают радиоизлучение. Ниже мы рассмотрим механизм, дающий непосредственно радиоволны.

1. Наблюдаемая сильная поляризация радиоизлучения пульсаров, от линейной до круговой, говорит о том, что в атмосфере пульсаров существует достаточно сильное магнитное поле. Мы будем рассматривать модель вращающейся и пульсирующей звезды, которая представляет собой нейтронную звезду с дипольным или более сложным магнитным полем. Строгое обоснование такой модели пока дать нельзя. Однако некоторые качественные соображения в ее пользу можно привести. Известно, что по крайней мере у части пульсаров имеется два периода. Обычно наибольший период связывается с вращением пульсара, а меньший — с его пульсациями. В пульсирующем магнитном поле должно иметь место ускорение заряженных частиц. Во-первых, ускорение может осуществиться во время „магнитной накачки“: если напряженность поля меняется медленно, то компоненты импульса подчиняются соотношениям

$$\frac{P_{\perp}^2}{H} = \text{const},$$

$$H_{\parallel} = \text{const}.$$

При возрастании магнитного поля составляющая импульса, перпендикулярная полю (а следовательно и полный импульс), увеличивается [10]. Во-вторых, частицы могут ускоряться за счет динамической диссипации магнитного поля [11]. Ускоренные частицы приводят к образованию радиационных поясов. Частицы из радиационных поясов во время пульсаций могут высыпаться в виде „струи“. Как в действительности происходят пульсации всей поверхности звезды мы не знаем. Однако можно представить себе, что колеблющаяся поверхность создает в атмосфере звезды волну давления; затем при попадании волны в более разреженную атмосферу волна давления перейдет в ударную волну. Под действием ударной волны частицы в радиационных поясах „высыпаются“ в приполярных районах из-за нарушения адиабатического инварианта. В результате в приполярных районах верхней атмосферы возникнут релятивистские потоки электронов, которые будут двигаться по спиральным траекториям вдоль изогнутых силовых линий магнитного поля, выходящих из магнитных полюсов пульсаров. Поэтому электронные потоки в общем случае криволинейны. Ниже показано, что криволинейность релятивистского электронного потока приводит к появлению неустойчивости и к генерации электромагнитного излучения.

2. Для описания динамики неустойчивости используем релятивистское уравнение для электронной жидкости, скомпенсированной по заряду и току

$$\frac{\partial v}{\partial t} + (v\nabla)\, v = -\frac{e}{m}\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}\left\{E + \frac{1}{c}\,\vec{v}\,\vec{H} - \frac{v}{c^2}(Ev)\right\} \tag{1}$$

и уравнения Максвелла для электромагнитного поля

$$\begin{aligned} &\mathrm{rot}\, H = \frac{1}{c}\frac{\partial H}{\partial t} - \frac{4\pi e}{c}\rho v, \qquad \mathrm{rot}\, E = -\frac{1}{c}\frac{\partial H}{\partial t},\\ &\mathrm{div}\, E = -4\pi e(\rho - \rho_0), \qquad \mathrm{div}\, H = 0, \end{aligned} \tag{2}$$

где ρ_0 — плотность компенсирующих ионов.

Стационарное решение системы (1)—(2) имеет вид

$$v_{x0} = -v_\perp \sin\frac{\omega_H}{v_\parallel} z, \qquad v_{y0} = v_\perp \cos\frac{\omega_H}{v_\parallel} z, \qquad v_z = v_\parallel, \tag{3}$$

где

$$\omega_H = +(eH_0/mc)\left(1 - \frac{v_\perp^2 + v_\parallel^2}{c^2}\right)^{\frac{1}{2}}, \qquad H = (0,\ 0,\ H_0).$$

Как следует из (3), рассматриваемый нами поток является поливинтовым потоком электронов с радиусом $v_\perp/\omega_H$ и шагом $v_\parallel/\omega_H$. После обычной процедуры линеаризации системы уравнений (1)—(2), получим следующее дисперсионное уравнение [12]

$$\begin{aligned} &\Omega^2\left[\Omega^2 - \omega_L^2(1-\beta_\parallel^2)\right]\left[\omega^2 - \left(kc - \frac{\omega_H}{\beta_\parallel}\right)^2\right]\left[\omega^2 - \left(kc + \frac{\omega_H}{\beta_\parallel}\right)^2\right] = \\ &= \frac{\omega_L^2}{2}\left\{w_-\cdot Q_1 + w_+\cdot Q_2 - 2\omega_L^2 Q_3 - 2\omega_L^4 Q_4\right\}, \end{aligned} \tag{4}$$

где

$$\Omega = \omega - kv_\parallel, \quad \omega_L = \sqrt{\frac{4\pi e^2\rho_0}{m\varkappa}}, \quad \beta_\parallel = \frac{v_\parallel}{c}, \quad \beta_\perp = \frac{v_\perp}{c},$$

$$w_\pm = \left(kc \pm \frac{\omega_H}{\beta_\parallel}\right)^2 - \omega^2, \quad g = \frac{v_\perp}{v_\parallel}, \quad \varkappa = (1-\beta_\parallel^2 - \beta_\perp^2)^{-\frac{1}{2}},$$

$$\begin{aligned} Q_1 = g^2(\omega\beta_\parallel^2 - kv_\parallel - \omega_H)\{\Omega^2[kv_\parallel + \omega_H(1+\varkappa^2\beta_\parallel^2)] - \omega_L^2\beta_\parallel^2 \times \\ \times(\Omega + \omega_H\varkappa^2\beta_\perp^2)\} - [\Omega^2 - \omega_L^2(1-\beta_\parallel^2)]\,[\omega_H\varkappa^2\beta_\perp^2(\Omega - \omega\beta_\perp^2 - \omega_H) + \\ + 2\Omega\left(\Omega - \frac{\omega\beta_\perp^2}{2} - \omega_H\right)\Big], \end{aligned}$$

$$Q_3 = -\omega_н^2 \omega k v_\parallel g^2 \beta_\perp^2 - k v_\parallel g^2 \Omega \left[\Omega (\omega \beta_\parallel^2 - k v_\parallel) - \omega_н^2 \right] +$$

$$+ \Omega^2 [\Omega^2 - \omega \Omega \beta_\perp^2 - \omega_н^2] + g^2 \omega \omega_н^2 \Omega (1 - \beta_\parallel^2)(1 + \varkappa^2 \beta_\parallel^2),$$

$$Q_4 = \frac{\omega_н^2 - \Omega^2}{\varkappa^2}, \qquad Q_2(\omega_н) = Q_1(-\omega_н).$$

Дисперсионное уравнение (4) является очень сложным и точный аналитический анализ провести трудно. Поэтому воспользуемся наличием малого параметра, пропорционального $\beta_\perp^2 \omega_L^2$ и проведем приближенный анализ.

Решение дисперсионного уравнения (4) будем искать в виде

$$\Omega = \omega - k v_\parallel = \eta \omega_L. \tag{5}$$

Подставляя (5) в (4) и сохраняя только члены нижайшего порядка по $\beta_\perp^2 \omega_L^2$, получим биквадратное уравнение по η, решение которого имеет вид

$$\eta_{1,2,3,4} = \pm \frac{1}{\varkappa \sqrt{2}} \left[1 \pm \left(1 - 4\omega_н^2 \varkappa^2 \beta_\perp^2 \beta_\parallel^2 \frac{k^2 v_\parallel^2 + \omega_н^2 \varkappa^2}{\xi_- \xi_+} \right)^{\frac{1}{2}} \right]^{\frac{1}{2}}, \tag{6}$$

где

$$\xi_\pm = (\omega \pm \omega_н)^2 - \beta_\parallel^2 \omega^2.$$

Из (6) следует, что при условии

$$\xi_- \xi_+ < 0 \tag{7}$$

два корня η будут комплексно сопряженными, что соответствует неустойчивости с инкрементом

$$\gamma = \omega_L \omega_н \beta_\perp \beta_\parallel \sqrt{\frac{k^2 v_\parallel^2 + \omega_н^2 \varkappa^2}{-\xi_- \xi_+}}. \tag{8}$$

Откуда видно, что рассматриваемая неустойчивость обусловлена релятивистским характером движения электронов. Из (7) следует, что данная неустойчивость будет генерировать электромагнитные волны в диапазоне частот

$$\frac{\omega_н}{1 + \beta_\parallel} < \omega < \frac{\omega_н}{1 - \beta_\parallel}. \tag{9}$$

3. Излучение пульсаров наблюдается в широком диапазоне частот. Так, пульсар CP 1919 наблюдался в интервале от 40 *мгц*

($\lambda = 7.5$ *м*) до 3000 *мгц* ($\lambda = 10$ *см*) [7]. Для того, чтобы получить наблюдаемую полосу частот от 40 до 3000 *мгц*, необходимо положить $H \sim (5 - 10^2)$ *гс*, $\beta_\parallel \sim 0.3$. Пульсар МР 0628 наблюдался на частотах 86 *мгц* [13]. Для сравнительно легкой нейтронной звезды с радиусом плотной сердцевины $r_\parallel \sim 10^7$ *см* и полем $H_\parallel \sim 10^6$ *гс* на поверхности плотной части звезды на расстоянии $r \sim 6 \cdot 10^8$ *см* и $r \sim 2 \cdot 10^8$ *см* дипольное поле имеет напряженность соответственно $H \sim 5$ *гс* и $H \sim 10^2$ *гс*.

Институт геофизики
АН УССР

ON THE NATURE OF PULSAR RADIO EMISSION

A. K. YUKHIMUK

The radiation mechanism of rotating and pulsating neutron star is examined. It is supposed that the star radiation may originate when relativistic electrons move on spiral orbit along the force lines emerging from the magnetic poles of pulsars. It is shown that the calculation of relativistic effects in a polyscrew stream leads to the appearance of instability and generation of electromagnetic radiation in the region of freguency range $\frac{\omega_{He}}{1+\beta_\parallel} < \omega < \frac{\omega_{He}}{1-\beta_\parallel}$, where $\beta_\parallel = v_\parallel/c$, $v_\parallel$ is a parallel component of the velocity of particle (inrelation to H), c is the velocity of light.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. Л. Гинзбург, В. В. Железняков, В. В. Зайцев,* УФН, 98, 201, 1969.
2. *M. Good,* Nature, 221, 250, 1969.
3. *I. Lerche,* Ap. J., 159, No. 1, Part. 1, 229, 1970.
4. *T. Gold,* Nature, 218, 335, 1968.
5. *I. Ostriker, I. Gunn,* Ap. J., 157, 1395, 1969.
6. *F. Pacini,* Nature, 219, 145, 1968.
7. *Э. Хьюиш,* УФН, 97, 715, 1969.
8. *P. A. Scheuer,* Mitt. Astron. Ges., No. 27, 1969.
9. *Н. С. Кардашев,* Астрон. ж., 47, 465, 1970.
10. *Г. Альвен, К.-Г. Фельтхаммар,* Космическая электродинамика, Мир, 1967.
11. *С. И. Сыроватский,* Астрон., ж., 43, 340, 1966.
12. *Н. Я. Коцаренко, С. В. Кошевая, А. К. Юхимук,* Геомагн. и аэрон., 10, 715, 1970.
13. *В. В. Виткевич, Ю. П. Шитов,* ДАН СССР, 195, 53, 1970.