

Министерство высшего и среднего специального образования
Р С Ф С Р

Горьковский ордена Трудового Красного Знамени
научно-исследовательский радиофизический институт (НИРФИ)

П р е п р и н т № 273

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ
ИМПУЛЬСНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРА

Л.М. Ерухимов
И.А. Рувинская

Горький 1989

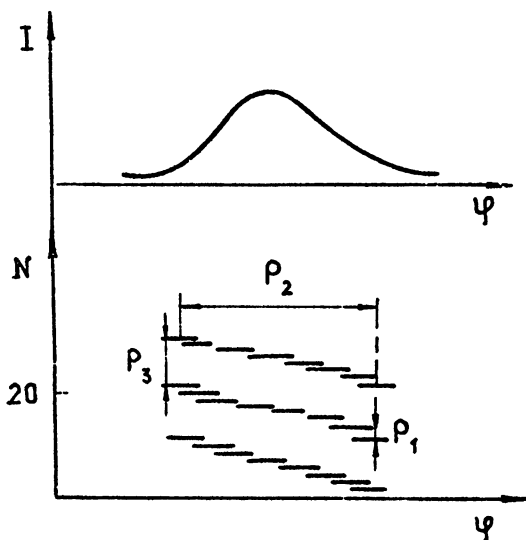
Л. М. Ерухимов, И. А. Рувинская

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ
ИМПУЛЬСНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ. //Препринт № 273 - Горький:
НИРФИ. - 1989. - 16 с.

УДК 523.164.4

В работе выдвинуто предположение о том, что источник излучения, находящийся в магнитосфере пульсара, излучает в направлении поверхности звезды и периодическая микроструктура импульсного радиоизлучения пульсара создается в результате рассеяния излучения на случайных шероховатостях этой поверхности. Показано, что такое предположение позволяет объяснить многие особенности микроимпульсной структуры, такие как сильная частотная корреляция крупномасштабной и слабая-мелкомасштабной составляющей, ослабление микроимпульсного излучения в сантиметровом диапазоне, объясняет дрейф субимпульсов. Модель учитывает наличие у пульсаров сильного магнитного поля и связанную с ним анизотропию поверхности, что дает объяснение сильной линейной поляризации излучения и изменениям, происходящим в средних профилях пульсаров с частотой. Показано, что теоретические масштабы субимпульсов и микроимпульсов примерно соответствуют экспериментальным.

Известно, что для импульсного радиоизлучения пульсаров характерна тонкая структура различных временных масштабов. В зависимости от временной протяженности тонкую структуру обычно разделяют на субимпульсную, составляющую десятки процентов от длительности среднего радиоимпульса, и микроимпульсную, имеющую характерные времена в сотни микросекунд, то есть времена в тысячи раз меньшие длительности импульса. Для ряда пульсаров характерно явление дрейфа субимпульсов, когда субимпульсы в последовательных импульсах систематически дрейфуют через профиль, что схематически изображено на рис. I в плоскости " номер импульса - долгота " *).



Р и с. I

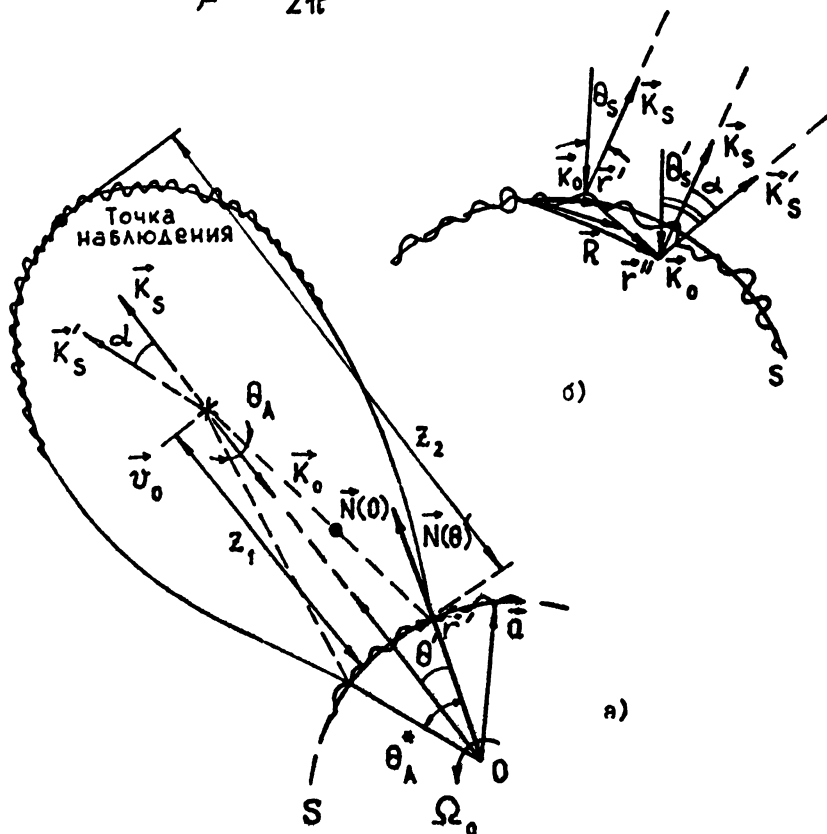
*) Поскольку импульсное радиоизлучение пульсара связывают с излучением вращающейся нейтронной звезды, то время в пределах периода часто отождествляется с долготой ψ излучающих областей так, что период импульса соответствует 360° .

У большинства пульсаров субимпульсы появляются в конце среднего импульса, а затем дрейфуют к его началу, исчезая через несколько периодов. Величина скорости дрейфа в пределах наблюдаемого "окна" излучения, как правило, является постоянной, однако может изменяться во времени, подобно тому, как это показано на рисунке. Интервал между субимпульсами P_2 имеет тенденцию к постоянству. Наряду с дрейфом наблюдаются ярко выраженные флуктуации интенсивности субимпульсов: периодические вариации от импульса к импульсу и замирания ("нули"), когда интенсивность излучения внезапно падает до значений, составляющих менее 1% нормальной интенсивности в течение нескольких импульсов, а затем скачком возвращается к нормальной величине. В ходе наблюдений, проведенных с высоким временным разрешением Δt , была обнаружена микроимпульсная структура излучения, временные масштабы которой P_μ изменяются пропорционально периоду пульсара P в пределах от 0,1 до 5 мс. В отличие от субимпульсов, для которых характерна сильная частотная корреляция, микроимпульсы (особенно с наименьшими временными масштабами) слабо коррелированы по частоте. Так, отсутствие полной частотной корреляции периодической микроструктуры на метровых волнах для PSR1133+16 наблюдается /2/ при разносе частот Δf порядка 15%, а для PSR 0950+08 – при $\Delta f = 0,1\%$ /3/. Более детальный анализ показал /4/, что в микроструктуре можно выделить мелкомасштабную (с $P_\mu < 700$ мкс) составляющую, частотная корреляция которой отсутствует при разносе частот $\Delta f \approx 1,5\%$, и крупномасштабную (с $P_\mu > 700$ мкс), для которой наблюдается сильная частотная корреляция. Попытки объяснить периодическую микроструктуру импульсов предпринимались многими авторами, но в одних моделях это приводило к полной корреляции возникновения микроимпульсов на различных частотах /5, 6/, в других – к их абсолютной независимости /2/. Мы попытаемся ниже объяснить наблюдаемую в излучении пульсаров тонкую структуру различных масштабов, присущие ей явления дрейфа и замираний с единой точки зрения, учитывая при этом набор экспериментальных данных об изменениях в среднем профиле, субимпульсах, микроимпульсах, происходящие с изменением частоты, долготы и других факторов. Основным в предлагаемой модели является предположение о том, что источник излучения, находящийся в магнитосфере нейтронной звезды, излучает в направлении ее поверхности* (рис.2). В этом

* Реальность такого необычного, на первый взгляд, предположения будет коротко обоснована в конце статьи.

случае импульсы принимаются наблюдателем после отражения излучения от поверхности пульсара и периодическая микроструктура создается в результате рассеяния излучения на случайных шероховатостях этой поверхности. Вследствие вращения пульсара временные изменения интенсивности излучения повторяют изменения ее по углу, а период микроструктуры P_μ связан с радиусом корреляции флуктуаций интенсивности α_0 и периодом вращения P соотношением

$$P_\mu = \frac{\alpha_0}{2\pi} P \quad (I)$$



Р и с. 2

Переходя к конкретной постановке задачи, заметим, что пульсары, как известно, обладают сильными магнитными полями, что, очевидно, приводит к анизотропии отражающей поверхности. Однако для простоты расчетов и наглядности решения, рассмотрим сначала изотропный случай: отражение электромагнитных волн от шероховатой поверхности шара с коэффициентом отражения $V = 1$. Влияние анизотропии поверхности на характеристики отраженного поля будет учтено нами позднее. Для определенности, зададим диаграмму направленности источника в гауссовой форме: $A(\theta_1) \approx \exp(-\theta_1^2/\theta_A^2)$, где $\theta_1 \sim |\vec{r}'|/z_1$ ($\vec{r}' \in S$), и считаем ее направленной перпендикулярно скорости движения источника. Далее будем предполагать, что источник излучения и наблюдатель удалены от поверхности звезды на расстояния, значительно превышающие ее радиус α : $z_1, z_2 \gg \alpha$ (см. рис. 2а). Последнее выполняется, например, если источник находится вблизи светового цилиндра. Однако вопрос о положении источника здесь не является принципиальным (в случае нахождения источника вблизи поверхности, когда $z_1 \ll \alpha$, следует в приведенных ниже формулах сделать замену α на z_1). Считая неоднородности крупномасштабными ($k_0 l \gg 1$, $k_0 \sigma \gg 1$)^{*}, но плавными ($\sigma/l \ll 1$) ($k_0 = \omega/c$, l - характерная длина неровностей, σ - среднеквадратичная высота) для случая нормального распределения высот методом Кирхгофа получены выражения для нормированных функций частотной корреляции $\rho_u(\delta)$ и угловой корреляции $\rho_u(\alpha)$ отраженного поля u /7, 8/:

$$\rho_u(\delta) = \frac{\Gamma_{\omega_1 \omega_2}}{\sqrt{I_{\omega_1} I_{\omega_2}}} = \left\{ \frac{1}{1 + \delta^2 D^2} + i \frac{\delta D}{1 + \delta^2 D^2} \right\} \exp \left[-\frac{(k\sigma)^2 \delta^2}{4} \right], \quad (2)$$

где $\Gamma_{\omega_1 \omega_2}$ - функция частотной корреляции поля u , $I_{\omega_1}, I_{\omega_2}$ - интенсивности отраженных полей на соответствующих частотах, $\delta = \frac{2\Omega}{\bar{\omega}}$, $\Omega = \omega_1 - \omega_2$; $\bar{\omega} = (\omega_1 + \omega_2)/2$; $D = \alpha k m^2 / 2$; $k = \bar{\omega}/c$; $m = 2\sigma/l$ - среднеквадратичный наклон неровностей

^{*} При $k_0 \sigma \ll 1$, когда среднеквадратичные набеги фазы на неровностях малы, нужно сделать в (2), (3) замену m на $1/kl$.

$$\rho_U(\alpha) = \frac{\Gamma_U(\vec{K}_S, \vec{K}'_S)}{\sqrt{I_{K_S} I_{K'_S}}} \approx \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{d}{\alpha_0} e^{-\left(\frac{\alpha}{\alpha_0}\right)^2} \left[I_{-\frac{1}{2}}\left(\frac{\alpha^2}{\alpha_0^2}\right) - I_{+\frac{1}{2}}\left(\frac{\alpha^2}{\alpha_0^2}\right) \right], \quad (3)$$

где α - угол между направлениями \vec{K}_S и \vec{K}'_S (рис.2), α_0 - радиус угловой корреляции

$$\alpha_0 = 4 \sqrt{1 + \left(\frac{am}{z_1 \theta_A}\right)^2} / (akm), \quad \theta_A^* = \frac{z_1}{a} \theta_A; \quad (4)$$

$$\alpha_0 \approx \begin{cases} \frac{4}{akm}, & \frac{m}{\theta_A^*} \ll 1, \end{cases} \quad (4a)$$

$$\alpha_0 \approx \begin{cases} \frac{4}{z_1 k \theta_A}, & \frac{m}{\theta_A^*} \gg 1, \end{cases} \quad (4b)$$

$\Gamma_U(\vec{K}_S, \vec{K}'_S)$ - функция угловой корреляции поля, $I_{K_S}, I_{K'_S}$ - интенсивности полей, рассеянных в направлениях \vec{K}_S, \vec{K}'_S соответственно.

$I_{\pm 1/2}(z)$ - функции Бесселя.

Соответствующие функции корреляции флуктуаций интенсивности

ρ_I описываются в общем виде довольно сложными выражениями, однако для случая дифракции Фраунгофера, когда $a/k_0 l_E^2 \sim k_0 a \sigma^2 / l^2 \gg 1$;

$\rho_I \approx |\rho_U|^2$. Так, для частотной корреляции имеем

$$\rho_I(\delta) \approx \frac{\exp\left[-(k\delta)^2 \delta^2 / 2\right]}{1 + \delta^2 D^2}. \quad (5)$$

Формулы (2) - (5) получены нами в случае изотропно отражающей по-

верхности с гауссовым спектром шероховатостей. Это сделано для простоты и наглядности расчетов. Однако вблизи поверхности пульсара существует сильное магнитное поле, которое приводит к анизотропии свойств отражающей поверхности (в частности коэффициента ее отражения). С другой стороны, поверхность пульсара может содержать шероховатости нескольких характерных масштабов, чему отвечает степенной спектр неровностей, тогда как гауссов предполагает один характерный масштаб. Учтем изменения, вносимые этими обстоятельствами. Естественно, что выражения для частотной и угловой корреляции при степенном спектре будут иными, чем при гауссовом, не приводя их конкретно вида, укажем лишь, что различия сводятся к более слабой при степенном спектре зависимости корреляционных функций от наклонов шероховатостей. Что касается влияния сильного магнитного поля, то Рудерман /I, II/, рассматривая поверхность пульсара, как кристаллическую решетку, образованную ядрами железа, показал, что поперек магнитного поля \vec{B}_0 происходит сильное сжатие атомов, в результате чего вдоль силовых линий поля поверхность является хорошим проводником, а поперек — изолятором. То есть отражаться будут только волны, имеющие вдоль магнитного поля отличную от нуля компоненту электрического вектора E_z , и отражение тем сильнее, чем больше E_z . К такому же выводу приходим, рассматривая поверхностный отражающий слой пульсара, как плотную плазму, помещенную в бесконечно сильное магнитное поле ($\omega_B/\omega \rightarrow \infty$). Волна с вектором \vec{E} , лежащим в плоскости, перпендикулярной плоскости падения ($E_z = 0$), имеет показатель преломления $\tilde{n}_1^2 = 1$ и не отражается, а волны, у которых электрический вектор находится в плоскости падения и составляет с магнитным полем угол $\varphi = (\pi/2 - \theta)$ имеют показатель преломления $n_2(\theta) \approx (1 + \nu\theta^2)^{1/2}$ ($\nu = \omega_p^2/\omega^2$, $\theta \ll 1$) и коэффициент отражения $V(\theta)$, сильно зависящий от угла θ /12/:

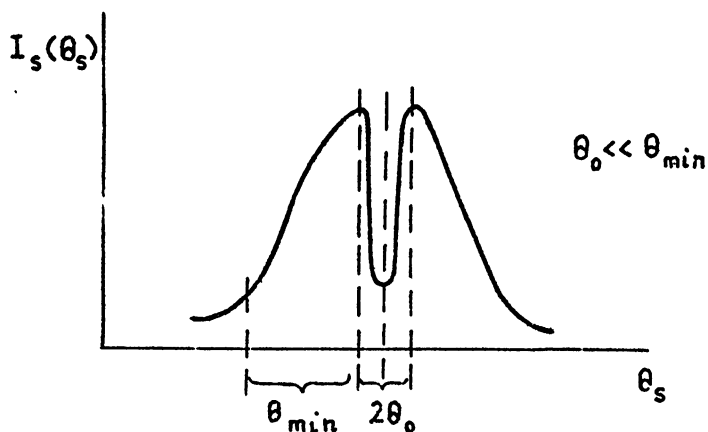
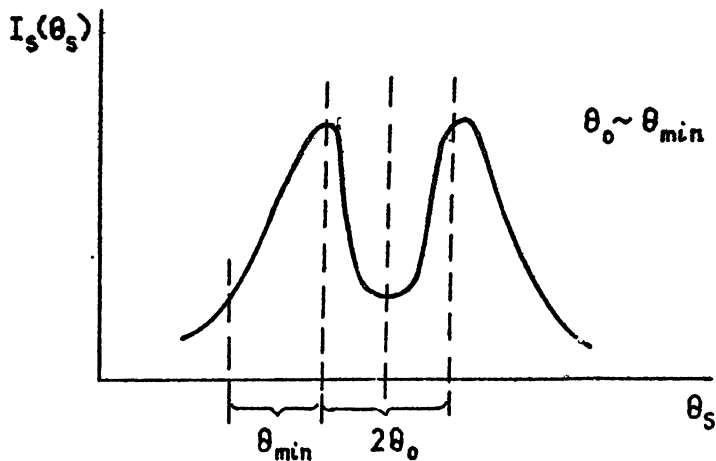
$$V(\theta) \approx \left| \frac{n_2(\theta) - \sqrt{1 - \theta^2/n_2^2(\theta)}}{n_2(\theta) + \sqrt{1 + \theta^2/n_2^2(\theta)}} \right|^2 \quad (6)$$

Как видно из (6), при углах θ , много больше критического угла $\theta_0 \approx 1/\sqrt{\nu}$, отражение почти полное ($V(\theta \gg \theta_0) \approx 1$), тогда как при углах $\theta \lesssim \theta_0$ волны практически не отражаются ($V(\theta \lesssim \theta_0) \approx 0$). Наличие критического угла отражения приво-

дит к существенным изменениям формы среднего импульса. Так при нормальном распределении наклонов шероховатостей средняя интенсивность рассеянного поля дается выражением

$$I_s(q, \theta = 2\kappa \cos \frac{\theta_s}{2}) \sim \int \theta d\theta \exp \left\{ -\frac{(\theta - \frac{\theta_s}{2})^2}{\theta_{\min}^2} \right\} V(\theta), \quad (7)$$

где θ_{\min} определяется, как минимальный из углов $\pi, \theta_A^*, \theta_A'$ (θ_A^* определяет границы области существования волн в плазме с сильным магнитным полем, о чем речь пойдет ниже). В случае изотропно отражающей поверхности с $V(\theta) = 1$ мы имеем гауссовую зависимость I_s от θ_s , ширина которой определяется θ_{\min} . В случае зависимости (6) коэффициента отражения от угла, которую можно аппроксимировать ступенчатой функцией $V(\theta) \approx \begin{cases} 0, & \theta < \theta_0 \\ 1, & \theta > \theta_0 \end{cases}$, средняя форма импульса $I_s(t)$ ($t = (\theta_s/2\pi)P$) имеет двугорбый вид, изображенный на рисунке 3, ширина максимумов определяется по прежнему углом θ_{\min} , а расстояние между ними $\sim 2\theta_0$. При $\theta_0 \ll \theta_{\min}$ максимумы сливаются и $I_s(\theta)$ имеет тот же вид, что и при $V(\theta) = 1$. Отметим, что в нашей постановке задачи не конкретизируются ни состояние поверхности пульсара (кристаллическая решетка или плотная плазма), ни вид падающих на нее волн (поперечные, продольные и т.д.), ни механизм образования этих волн. Необходимо лишь, чтобы данный механизм излучения обеспечивал существование волн, идущих к поверхности пульсара с учетом при этом анизотропии свойств поверхности, возникающей в сильном магнитном поле и границ области существования волн в магнитосфере пульсара, определенных ранее углом θ_A' . Как один из возможных механизмов излучения рассмотрим "изгибное" излучение волн в электронно-позитронной плазме, помещенной в криволинейное магнитное поле. Подробные исследования, проведенные в работах /9, 10/ Гуревичем и др. показали, что в такой плазме при малых углах θ между \vec{k} и \vec{B}_0 существует пять ветвей незатухающих колебаний, две из которых являются неустойчивыми. Существование неустойчивых мод приводит к возможности мазерного механизма усиления волн в магнитосфере пульсара. По мере увеличения угла θ четыре из пяти мод стано-



Р и с. 3

вятся затухающими, в том числе и обе неустойчивые моды, критические углы $\theta_{1,2}$, при которых волны выходят из конуса усиления, определяют границы области их существования ($\theta'_* = \frac{z_1}{a} \theta_{1,2}$). Если $\theta'_* \gg \gg m_1 \theta_A^*$, то конечность области существования волн не влияет на предыдущие выводы. Но если $\theta'_* < \theta_A^*$, то в выражения (4, 4а, б) для угловой корреляции отраженного поля вместо θ_A^* войдет $\theta'_* = \theta \frac{z_1}{a}$. Сопоставим результаты, даваемые предложенной моделью с имеющимися

экспериментальными данными. Начнем с микроструктуры излучения, значения периода которой P_{μ} , вычислены по формулам (I), (4), совпадают с экспериментальными: в случае (4а) - при наклонах шероховатостей $m \sim 10^{-1}, 10^{-2}$, в случае (4б) - при угловых размерах $\theta_A \sim 10^{-1} a/z_1$. Слабой частотной корреляции микроструктуры, наблюдаемой у пульсаров PSR II33+16, PSR 0950+08, соответствуют полученные по формуле (5) малые значения флуктуаций частотной корреляции $\rho_1(\delta) \ll 1$ при наклонах $m \sim 10^{-1}, 10^{-2}$. Объясняется различное поведение частотной корреляции мелкомасштабной и крупномасштабной составляющих микроструктуры. В случае (4а), когда $m \ll \theta_A^*, \theta'_*$, для объяснения этого достаточно предположить наличие на отражающей поверхности шероховатостей двух масштабов: более пологие с наклонами m_1 создают более медленные, чем крутые шероховатости с $m_2 > m_1$, флуктуации интенсивности с масштабами $P_{\mu 1} > P_{\mu 2}$ ($P_{\mu} \sim a_0 \sim m^{-1/2}$), которые в то же время имеют более высокую степень частотной корреляции $\rho_1(\delta) > \rho_2(\delta)$ ($\rho_1(\delta) \sim D^{-2} \sim m^{-4}$).

Остается неясным вопрос о частотной зависимости периода микроструктуры. Как указывается в работе /I/, временные масштабы микроструктуры не зависят от частоты в диапазоне от III,5 до 318 МГц. В то же время при переходе к сантиметровому диапазону микроимпульсное излучение почти исчезает или значительно ослабляется /I3/. В случае (4а), когда минимальным является угол наклона шероховатостей, это ослабление можно объяснить влиянием протяженности источника, которое мы ранее не учитывали, считая источник точечным. Легко показать, что, когда угловые размеры протяженного источника (когерентно излучающего по всей длине $L_{ист}$) $\theta_{ист} \sim L_{ист}/z_1$, превышают или сравнимы с радиусом угловой корреляции точечного источника $\alpha_0 \sim \frac{1}{2} \alpha_{кр} \sim \lambda^{-1}$, угловая корреляция поля является почти полной, независимо от угла α ($\rho_1(\alpha) \approx 1$), т.е. картина микроимпульсного излучения на малых длинах волн замывается. В случае (4б), когда минимальным из трех углов является либо угол θ_A^* , либо θ'_* объясняется противоположный экспериментальный факт - отсутствие частотной зависимости периода микроструктуры. Границы области существования волн θ_* и диаграмма излучения θ_A растут с увеличением длины волны λ , как λ^1 (для изгибно-плазменных волн $\gamma \approx 1/3$) /9/, как видно из формул (4б), (I) это приводит к ослаблению зависимости периода микроструктуры P_{μ} от частоты (при $\gamma = 1$, $P_{\mu} = \text{const}(\omega)$). Перейдем к вопросу о субимпульсной структуре излучения. Нам представляется возможным объяснение этого явления фокусирующим дей-

ствием более крупных и пологих неровностей поверхности пульсара, существующих наряду с мелкими шероховатостями, создающими микроструктуру излучения. Размеры фокусирующих неровностей можно примерно оценить из соотношений $R_{\text{суб}} = \frac{L}{2\pi a} R^*$, $2G/L \sim L/2R_{\text{кр}}$, взяв радиус кривизны $R_{\text{кр}} \approx 2a$, когда волна после отражения от линзовой неровности соберется в параллельный пучок. Оценки дают (при $R \sim I_0$, $R_{\text{суб}} \sim 10$ мс): характерную длину неровностей $0,6$ км, среднеквадратичную высоту $G \lesssim 1,5$ м (в случае (4а)). При узкой диаграмме источника (или области усиления волн) соответствие с экспериментом достигается при $m \sim 10^{-1}$. Ширина субимпульсов не зависит от частоты в обоих случаях, что и показывают наблюдения. Предположение о фокусирующих неровностях поверхности пульсара, создающих субимпульсное излучение, позволяет объяснить и явление дрейфа субимпульсов, особенно случай пульсаров со стабильным дрейфом, у которых движение субимпульсов идет от заднего фронта к переднему. Если источник и звезда вращаются дифференциально, то за период обращения источника фокусирующие шероховатости переместятся относительно диаграммы его излучения, следовательно, произойдет смещение субимпульсов в принятом импульсе излучения. Смещение субимпульсов от заднего фронта к переднему в нашей модели означает, что звезда вращается быстрее источника. Такое положение является единственно возможным в случае, когда источник находится вблизи светового цилиндра. Для объяснения дрейфа субимпульсов к заднему фронту, которое наблюдается у пульсаров с нестабильным дрейфом, требуется, очевидно, предположить, что либо источник вращается быстрее звезды (а это возможно, если только источник расположен вблизи поверхности), либо он испытывает случайные отклонения от основного положения, вращаясь синхронно со звездой. Явление замираний излучения пульсаров мы объясняем отклонением оси вращения звезды от оси вращения источника. Вследствие того, что за каждый период обращения звезды источник несколько смещается в плоскости, не совпадающей с плоскостью вращения звезды, он через некоторое время выходит из "области видимости" наблюдателя, происходит замирание импульса, длящееся до тех пор, пока источник не придет в прежнее положение, откуда его излучение снова попадает в точку наблюдения. Долгое время считалось, что средние профили излучения пульсаров не изменяются с частотой, лишь наблюдается тенденция

*) Имеется ввиду случай (4а) $m \ll \theta_A^*$, θ'_* при обратном условии $R_{\text{суб}} \approx \frac{m}{2\pi} R$.

к незначительному их уширению с уменьшением частоты $/I, I_5/$. Однако более поздние исследования $/I_4, I_6, I_7/$ показали, что у большинства пульсаров с ростом длины волны средний профиль становится не только шире, но и проще — двухкомпонентные профили переходят в однокомпонентные. Вместе с тем для ряда пульсаров форма и ширина среднего импульса не меняется с ростом длины волны, а для некоторых наблюдается даже сужение профилей. Все эти экспериментальные факты можно объяснить в рамках нашей модели. Как было показано ранее, ширина провала между максимумами профиля примерно равна $2\theta_0 \approx \frac{2w}{\omega_p}$, а длительность среднего импульса $\approx 2\theta_{\min} + 2\theta_0$. В соответствии с этим увеличение длины волны приводит к сужению провала — максимумы профиля сливаются, происходит упрощение формы. Ширина профиля ведет себя по-разному в зависимости от соотношения между углом наклона в пероховатостей π , угловым размером диаграммы источника θ_A и углом раствора конуса усиления волны в магнитосфере пульсара θ_* . В случае (4б), когда минимальным является либо угол θ_A^* , либо θ_*' , θ_{\min} увеличивается с ростом длины волны. Если его рост опережает уменьшение θ_0 , то происходит уширение среднего профиля с ростом длины волны. В обратном случае должно наблюдаться сужение профиля. В случае (4а), когда $\theta_{\min} = \pi$ и не зависит от длины волны, ширина среднего профиля будет либо постоянной ($\theta_0 \ll \theta_{\min}$), либо (при $\theta_0 \geq \theta_{\min}$) средний профиль будет уже на низких частотах. Для излучения пульсаров характерна сильная линейная поляризация. В нашей модели это является следствием анизотропии свойств отражающей поверхности, вызванной наличием бесконечно большого магнитного поля. Как было показано, волны одной из поляризаций в этом случае не отражаются. Степень поляризации обычно уменьшается с увеличением частоты $/I/$, что в нашем случае объясняется тем, что, с одной стороны, коэффициент отражения волн первой поляризации (6) падает с ростом частоты, с другой — отражение волн второй поляризации отсутствует лишь в предельном случае $\omega_g/\omega \rightarrow \infty$, при конечном значении ω_g/ω волны этой поляризации частично отражаются и тем сильнее, чем меньше отношение ω_g/ω (т.е. чем выше частота). Как видим, предположение об отражении излучения от поверхности пульсарных звезд позволяет объяснить особенности микроимпульсной структуры такие, как сильная частотная корреляция крупномасштабной и слабая — мелкомасштабной составляющей, ослабление микроимпульсного излучения в сантиметровом диапазоне, объясняет дрейф субимпульсной

структуры, а теоретические масштабы субимпульсов и микроимпульсов соответствуют экспериментальным. Учет сильного магнитного поля и анизотропии поверхности, связанной с ним дает объяснение сильной линейной поляризации излучения пульсаров и изменениям, происходящим в средних профилях с частотой. Однако имеется и ряд фактов, не поддающихся простому объяснению в рамках нашей модели. Это — наличие круговой поляризации, интенсивность которой редко превышает 20% от полной интенсивности, изменение поляризации вдоль среднего импульса, сближение максимумов с ростом частоты в многокомпонентных профилях, не меняющих свою форму. Открытым остается вопрос о выходе волн из магнитосферы пульсара. Если предположить, изгибный механизм излучения пульсаров /9/, то изгибно-плазменные неустойчивые волны покидают "конус усиления" на высотах $r_k \sim 10^2 a - 10^3 a$ (в зависимости от частоты), т.е. в рамках геометрической оптики они не могут выйти за пределы магнитосферы. Однако эффекты более высокого порядка, например, дифракция (приводящая к повороту волнового вектора так, что он будет находиться в "конусе усиления" до высот, на которых возможна трансформация моды в поперечную волну) или же нелинейное взаимодействие мод могут привести к эффективной перекачке энергии неустойчивых изгибно-плазменных волн в другие волны, способные спокойно покинуть магнитосферу пульсара /10/. Отметим, что сказанное относится к волнам, излучаемым в направлении от поверхности звезды. Для волн, идущих к поверхности, отражение приводит к более быстрому выходу неустойчивых мод из "конуса усиления", но на своем пути к поверхности волны успевают значительно нарасти, так как находятся все время в области усиления. Возможно, что это нарастание значительно превышает усиление волн в области, удаленной от поверхности на большие расстояния, а значит отраженное излучение может быть более мощным, чем прямое (несмотря на то, что при отражении могут происходить потери излучения источника). В обратном случае следует предположить, что прямое излучение остается вне поля зрения наблюдателя, иначе микроструктура отраженного излучения будет замыкаться более мощным прямым излучением.

1. Манчестер Р., Тейлор Дж. Пульсары. - М.: Мир, 1980. - 290 с.
2. Кузьмин О.А.//Астрон.ж. - 1985. - Т.62, № 2. - С.234.
3. Rickett B.J., Hankins T.H., Cordes J.M.//Astrophys.J. - 1975. - V.15, N 2, Pt.1. - P.425.
4. Смирнова Т.В., Согласнов В.А., Попов Н.В., Новиков А.Ю. // Астрон.ж. - 1986. - Т.63, № 1. - С.84.
5. Van Horn H.M.//Astrophys.J. - 1981. - V.243. - P.597.
6. Harding A.K., Tademaru E.//Astrophys.J.-1981. - V.243. - P.597
7. Ерухимов Л.М. Исследование неоднородностей электронной концентрации в ионосфере радиоастрономическим методом и с помощью искусственных спутников Земли: Диссертация канд.физ.-мат.наук. - Горький, 1965.
8. Басс Ф.Г., Фукс И.М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. - М.: Наука, 1972. - 424 с.
9. Бескин В.С., Гуревич А.В., Истомина Я.Н. //Изв.вузов. Радиофизика. - 1987. - Т.30, № 2. - С.161.
10. Бескин В.С., Гуревич А.В., Истомина Я.Н.//Письма в Астрон.ж. - 1988. - Т.14, № 3. - С.224.
11. Ruderman M.A.//Phys.Rev.Letters. - 1971. - V.27. - P.1306.
12. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. - М.: Наука, 1982. - С.419.
13. Попов М.В., Согласнов В.А.//Письма в Астрон.ж. - 1987. - Т. 13, № 1. - С.27.
14. Извекова В.Л., Кузьмин А.Д., Малофеев В.М., Шитов Ю.П. // Астрон. ж. - 1979. - Т.56, Вып.2. - С.322.
15. Смит Ф.Г. Пульсары. - М.: Мир, 1979.
16. Hankins T.H., Rickett B.J.//Astrophys.J.-1986. - V.311, N 2, Pt.1. - P.684.

17. Попов М.В., Солясов В.А.//Письма в Астрон.ж. - 1987. - Т. 13, № 1. - С.27.

Дата поступления статьи
28 декабря 1988 года

Лев Михайлович Ерухимов
Ирина Аветшровна Рувинская

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ
ИМПУЛЬСНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРА

Подписано в печать 11.04.89 г. МЦ 00670. Формат 60x84 / 16 .

Бумага писчая, Печать офсетная. Объем 0,95 усл.л .

Заказ 4829. Тираж 120. Бесплатно

Отпечатано на ротипринтере НИРФИ