

# Нелинейное отражение от поверхности нейтронной звезды решает загадку аномального излучения пульсара в Крабе

В.М.Конторович<sup>1,2</sup>, С.В.Трофименко<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Радиоастрономический институт НАН Украины

<sup>2</sup> Харьковский национальный университет им. В.Н.Каразина

<sup>3</sup> Институт теоретической физики им. А.И. Ахиезера ННЦ ХФТИ

# Нелинейное отражение от поверхности нейтронной звезды решает загадку аномального излучения пульсара в Крабе

В.М.Конторович<sup>1,2</sup>, С.В.Трофименко<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Радиоастрономический институт НАН Украины

<sup>2</sup> Харьковский национальный университет им. В.Н.Каразина

<sup>3</sup> Институт теоретической физики им. А.И. Ахиезера ННЦ ХФТИ

Известные **аномалии** излучения пульсара в Крабовидной туманности (**сдвиг** интеримпульса и появление **дополнительных вч-компонент** в см диапазоне) могут быть объяснены новым механизмом излучения – **отражением** излучения возвратного потока позитронов **от поверхности нейтронной звезды**. Для сдвига интеримпульса существен **наклон магнитного поля** в полюсе, связанный с его отличием от диполя и, возможно, с наличием тороидальной компоненты. **Сдвиг связан с зеркальным отражением, а за возникновение вч-компонент ответственно нелинейное отражение, вызванное вынужденным рассеянием на поверхности.** Данные по частотному **дрейфу** положения компонент заставляют привлечь к его объяснению **многоволновость** и рефракцию в магнитосфере при распространении отраженных волн от одного и того же полюса. Показано также как в данном случае может возникать **когерентность** в отраженном излучении. Развитие неустойчивостей (Голдраха-Кили, двухпоточковой – за счет встречного движения электронов, и др.) в потоках релятивистских позитронов приводит к (частичной) когерентности, достаточной для получения наблюдаемых яркостных температур. Тем самым, не только **дано объяснение некоторым загадкам излучения пульсара в Крабе, но и приведены аргументы в пользу того, что часть излучения пульсаров возникает во внутреннем зазоре под магнитосферой.**

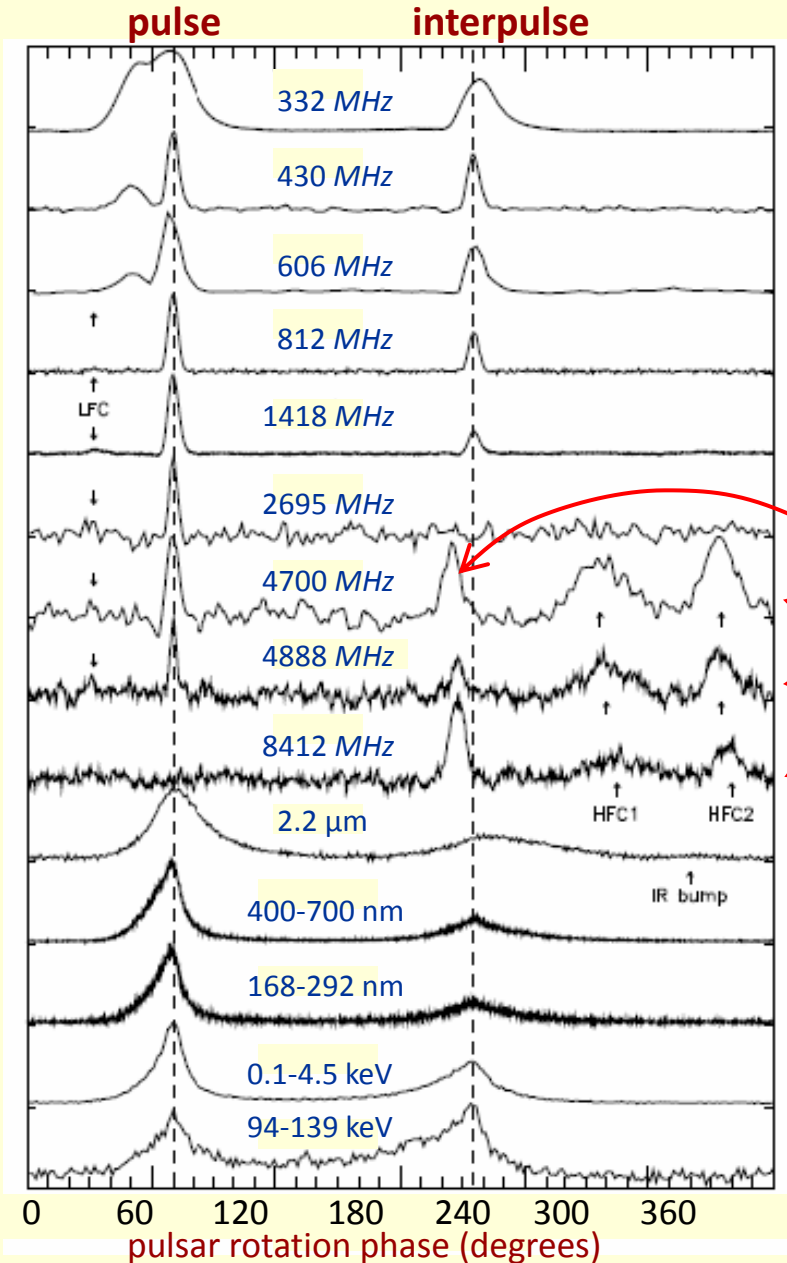
[1] D.Moffett & T.Hankins, ApJ. 468, 779 (1996); astro/ph 9604163;

[2] T.Hankins, G.Jones & J.Eilek, arXiv:1502.00677v1 [astro-ph.HE];

[3] В.Конторович, С.Трофименко, ArXiv: 1606.02966;

[4] V.Kontorovich. Low Temperature Physics 42. 672 (2016).

# Загадки излучения пульсара в Крабе



*D. Moffett, T. Hankins // Astrophys. J., 1996*

*T.H. Hankins, G. Jones, J.A. Eilek // arXiv:1502.00677v1, 2015*



# ...dramatic changes in the pulsar's radio emission between low and high radio frequencies...

By **Hankins, Jones & Eilek, 2015**

We do not, unfortunately, have a ready explanation for the geometrical or physical origin of the multiple radio components we see in the Crab pulsar.

We present detailed observational characteristics of these different components which future models of the pulsar's magnetosphere must explain.

...above about 5 GHz the Main Pulse disappears, the mean profile of the Crab pulsar is dominated by the

**High-Frequency Interpulse**

(which is quite different from its low-frequency counterpart) and the two

**High-Frequency Components...**

# Исчезновение ГИ и ИИ. Сдвиг положения ИИ на высоких частотах. Дрейф вч-компонент с ростом частоты

4

Hankins, Jones & Eilek

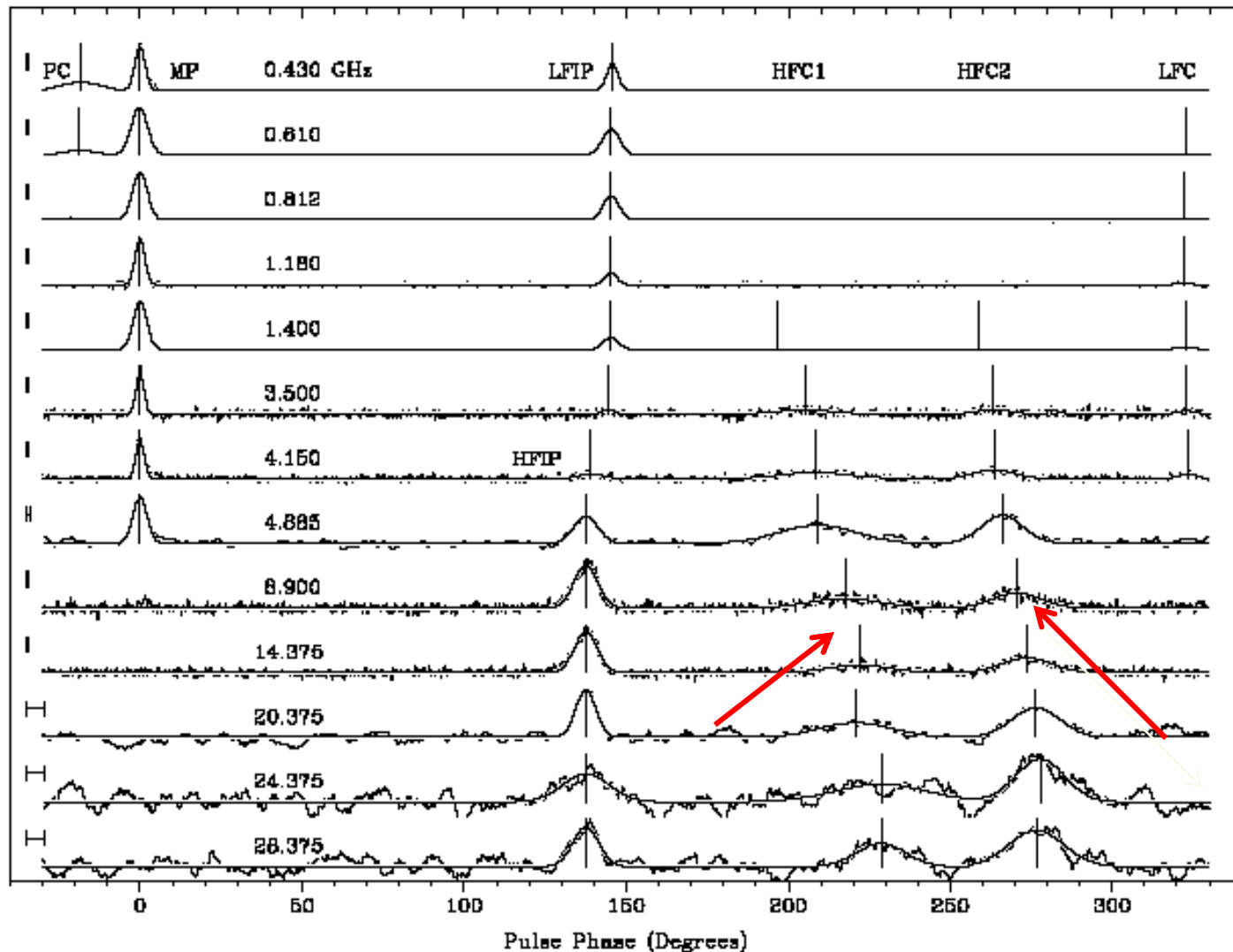
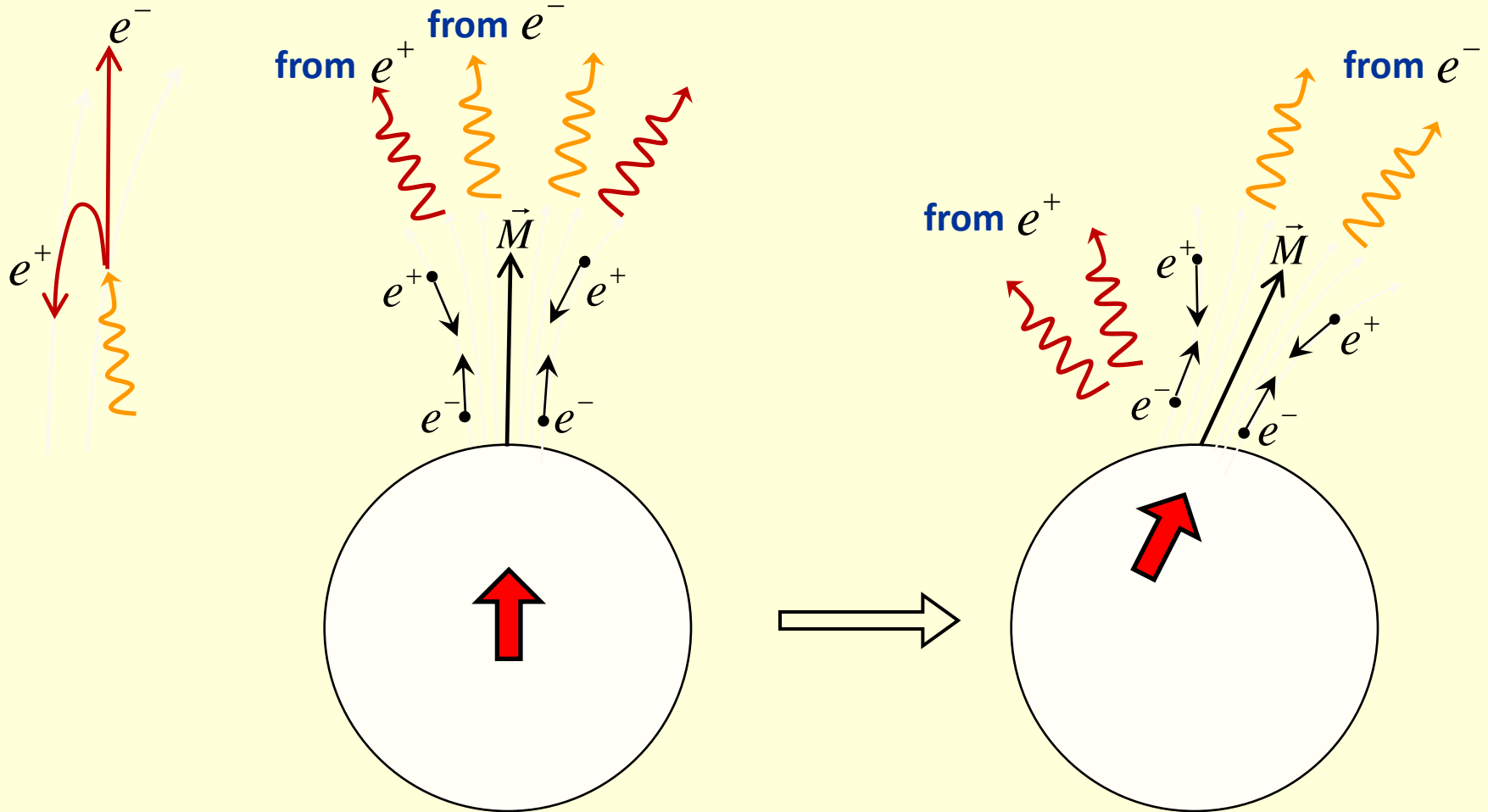


FIG. 1.— Mean profiles for a typical event with a dominant low-frequency component ( $LFC$  (1996)). The main pulse ( $MP$ ), and the 0.61–3.5% profiles show the  $PC$  are denoted by vertical bars. The 0.43, 1.18, 3.5, 14.375 GHz profiles show the  $LFIP$ ,  $HFIP$ ,  $HFC1$ ,  $HFC2$ , and  $LFC$  components overplotted. The  $LFIP$  and  $HFIP$  are also identified by vertical bars at the ends of the fitted Gaussian curves at the left of each profile. See also Arsen et al. (1995); 4.885 GHz; Vellert

**Hankins, Jones & Eilek,**  
**arXiv:1502.00677**

# Решение загадки смещения ИИ: отражение излучения ПОЗИТРОНОВ от поверхности звезды в наклонном магнитном поле



**V.M. Kontorovich and S.V. Trofymenko**, arXiv:1606.02966

*$e^+$  radiation = transition radiation + reflected curvature radiation*  
 low-frequency interpulse – from  $e^-$  radiation  
 high-frequency (shifted) interpulse – from  $e^+$  radiation

**Сдвиг IP (наблюдение *Astrophys. J.*, 1996, объяснение см. arXiv:1606.02966. ) и появление вч-компонент (наблюдение [arXiv:1502.00677](https://arxiv.org/abs/1502.00677), объяснение см. ФНТ 2016) с обсуждаемой точки зрения означает, что с ростом частоты в игру вступает отражение узконаправленного излучения релятивистских позитронов от поверхности пульсара.**

Необычность подобного объяснения связана с тем, что все без исключения рассматривавшиеся ранее механизмы излучения пульсаров объяснялись движением частиц или потоков плазмы вовне от поверхности звезды. Излучение (жесткое, поглощаемое поверхностью) релятивистских позитронов, летящих к поверхности, рассматривалось ранее в связи с проблемой ее нагрева (см. библиографию в статье **Барсукова и др.**). Позитроны парной плазмы из магнитосферы пульсара заворачивались ускоряющим полем зазора ( см. **Shibata**), проникающим в нижнюю магнитосферу, и ускорялись по направлению к звезде.

**Высокочастотное излучение летящих к звезде позитронов, насколько нам известно, никто не рассматривал.**

*D. Moffett, T. Hankins // Astrophys. J., 1996*

**T.Hankins, G.Jones & J.Eilek, arXiv:1502.00677**

**V.M. Kontorovich and S.V. Trofymenko**, arXiv:1606.02966.

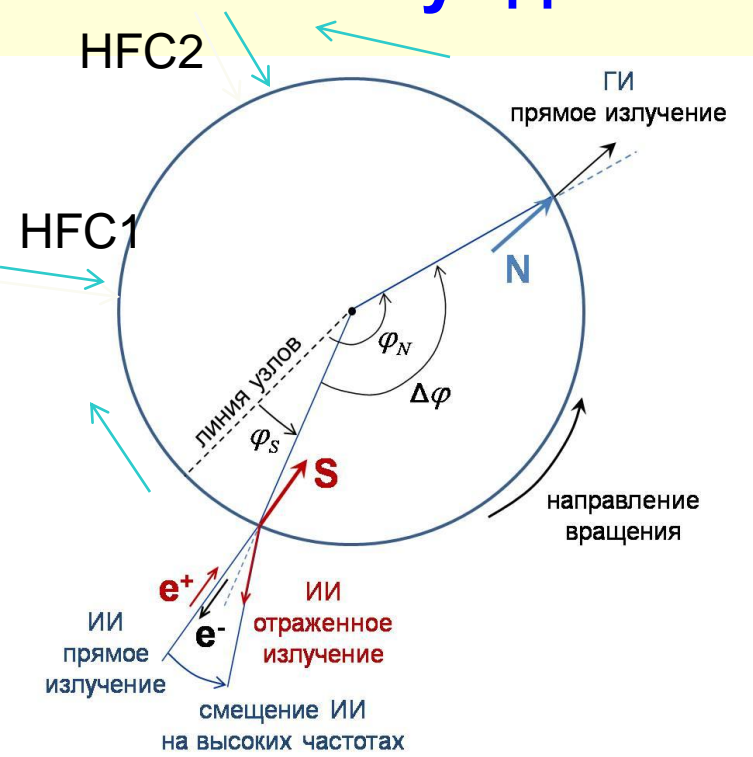
**В.М. Конторович**, *Физика низких температур*, Том 42, вып.8, 854-862 (2016)

**Д.П.Барсуков, О.А.Гоглачидзе и А.И.Цыган**, *АЖ*, **93**, 569 (2016)

**S. Shibata**, In 'Neutron Stars in Supernova Remnants' ASP Conf. Ser, Vol. 271, 2002,

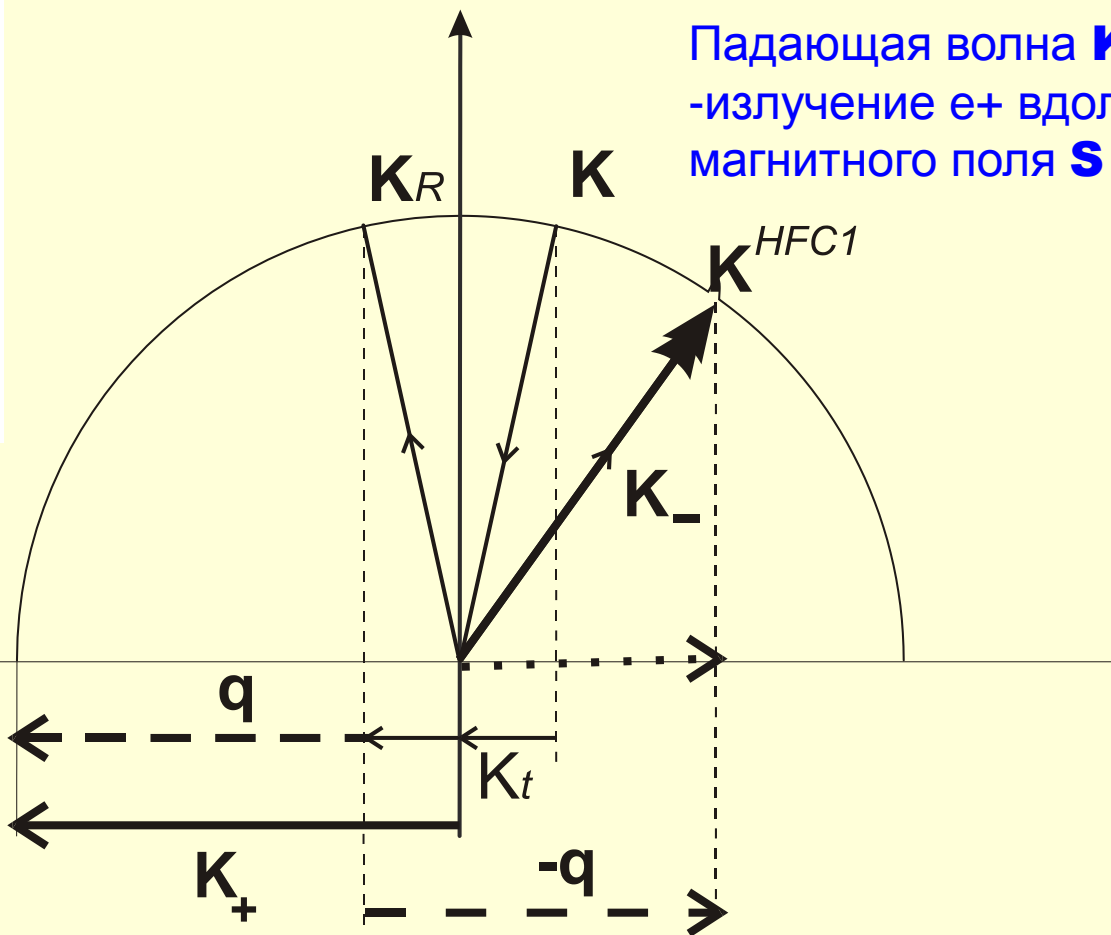
**S. Shibata, J. Miyazaki, and F. Takahara**, astro/ph 0207414, astro-ph/0208564. <sup>30</sup> 7

# Схема вынужденного рассеяния в S полюсе пульсара



Усиленная при аномалии Вуда **стоксова** волна  $\mathbf{K}_-$  порождает высокочастотную компоненту Moffett'a -Hankins'a -----**HFC1**

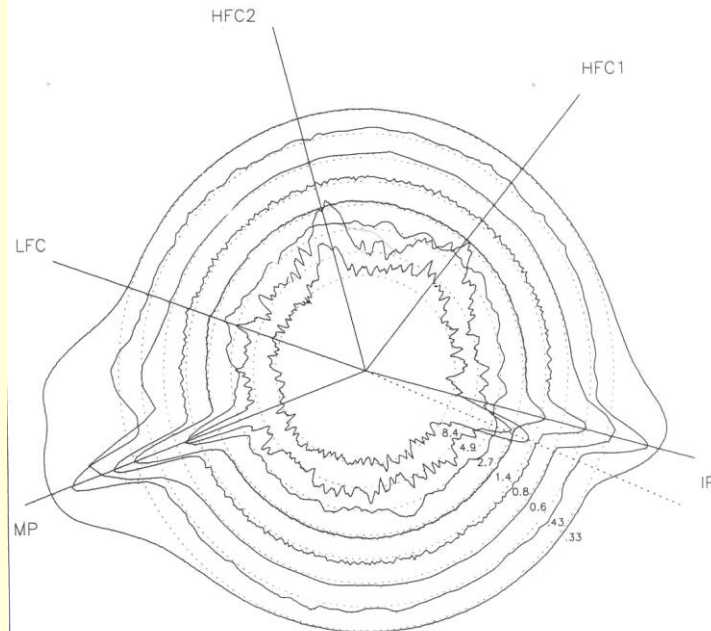
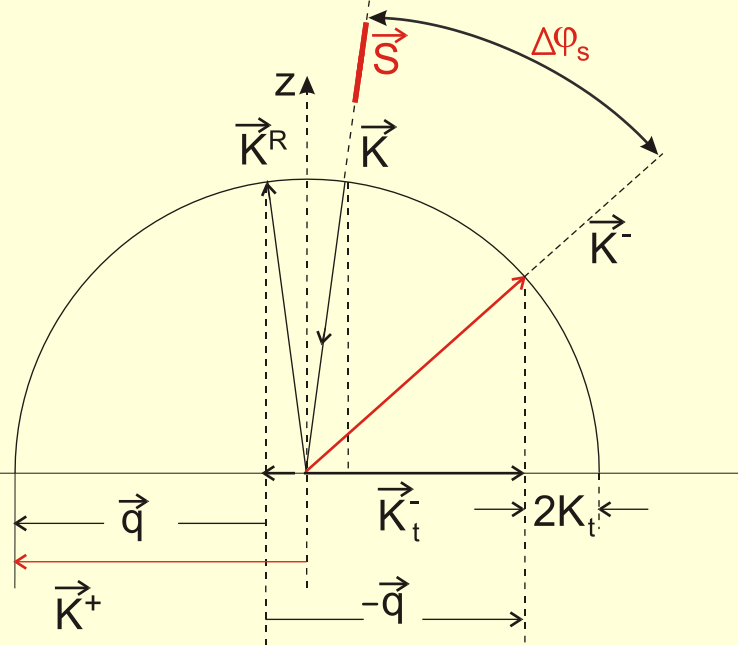
Падающая волна  $\mathbf{K}$  -излучение  $\mathbf{e}^+$  вдоль магнитного поля  $\mathbf{S}$



**Угол падения** определяется наклоном магн поля  $\mathbf{S}$  – (по **сдвигу** интеримпульса)

$\mathbf{q}$  – волн вектор поверхностной волны, антистоксова эл-магн поверхностная волна  $\mathbf{K}_+$ , соответствует **аномалии Вуда**, угол падения – углу **Рэля** .



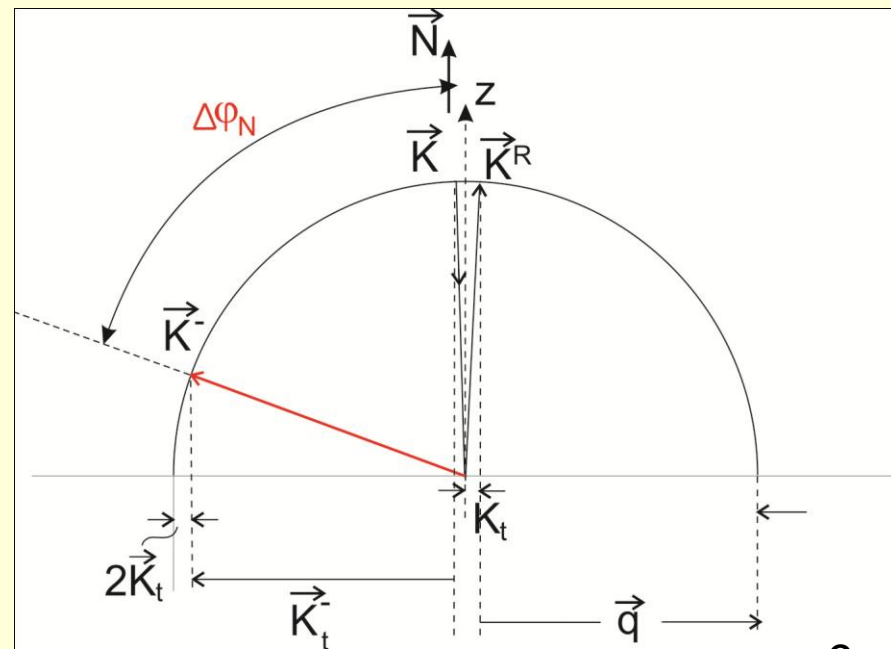


*D. Moffett, T. Hankins // ApJ, 1996*

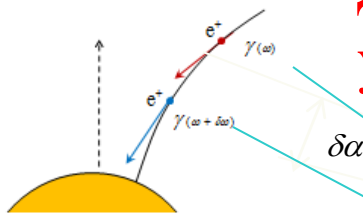
**Схема появления комбинационных спектров первого порядка в полюсе  $S$  при вынужденном рассеянии излучения позитронов**

В.М.Конторович  
ФНТ, 42, № 8, 854-862 (2016)

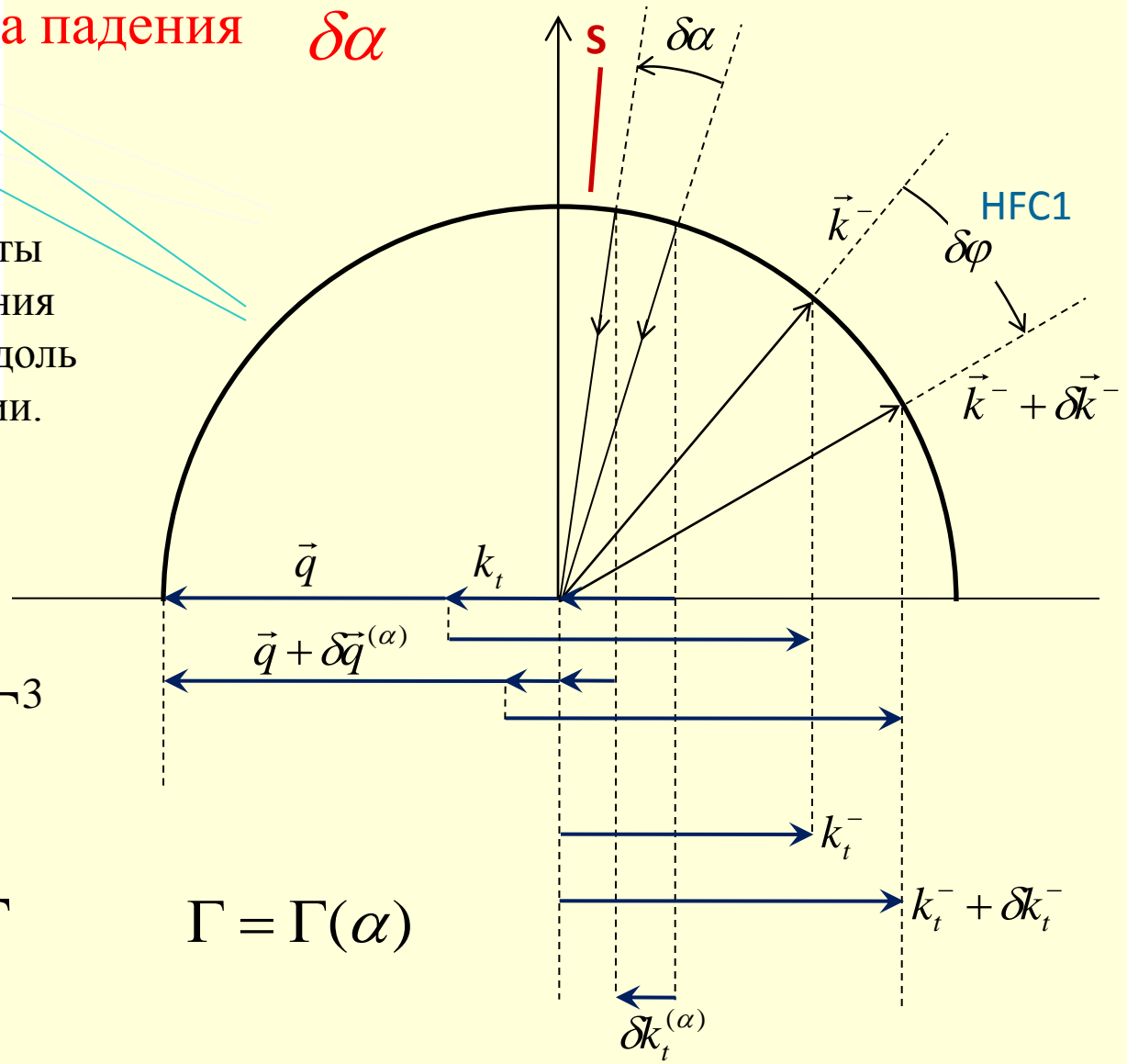
**Схема появления комбинационных спектров первого порядка в полюсе  $N$ . Направление сдвига фазы здесь обратное по сравнению с полюсом  $S$ .**



# Дрейф HFC1 с ростом частоты за счёт изменения угла падения $\delta\alpha$



Дрейф HFC1 с ростом частоты за счёт изменения угла падения из-за смещения позитрона вдоль силовой линии при ускорении. Увеличение гамма-фактора необходимо для увеличения частоты излучения.:



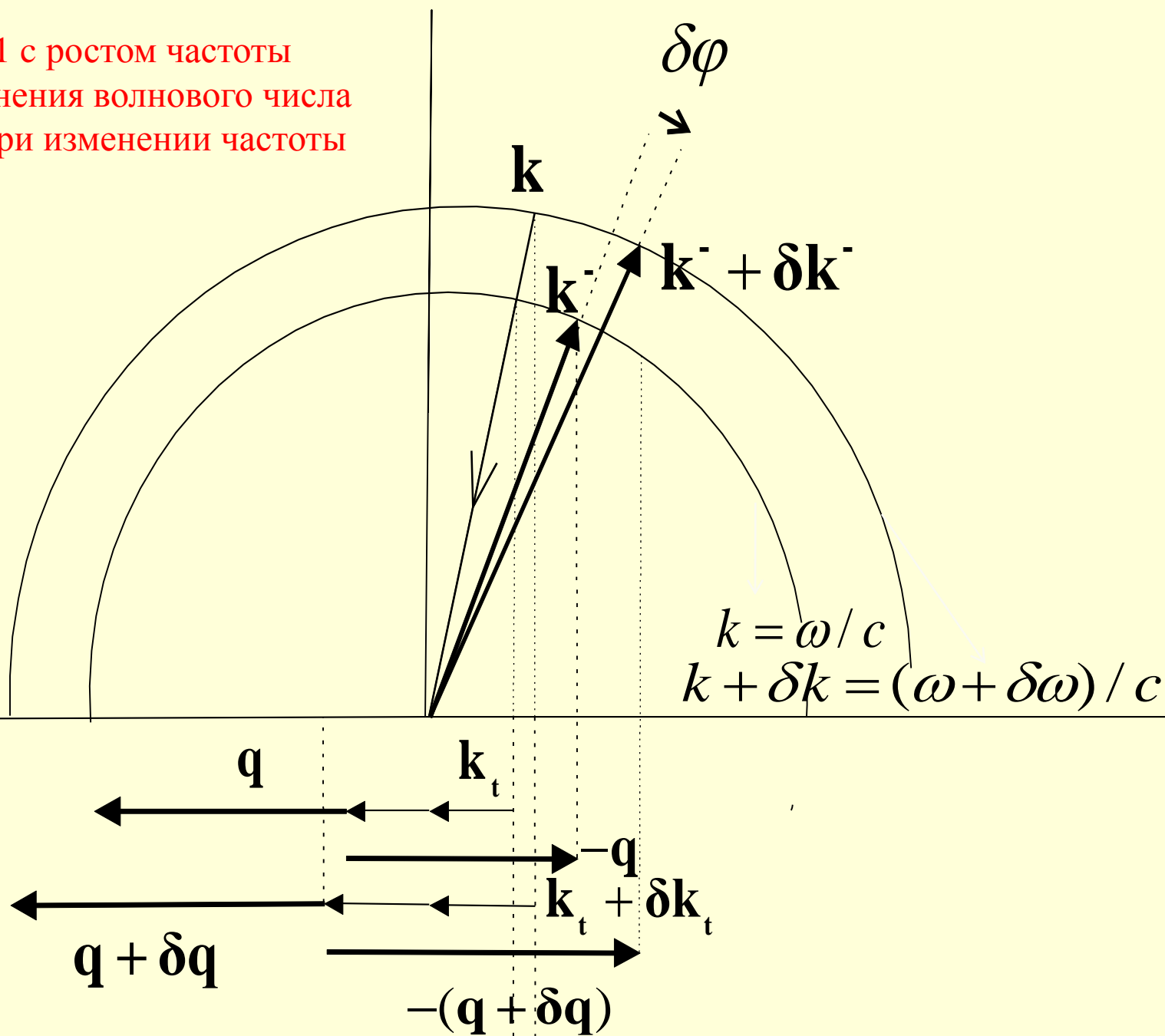
$$\omega \geq \omega_{\min} = \frac{c}{R} \Gamma^3$$

$$\delta\omega \geq \frac{3c}{R} \Gamma^2 \delta\Gamma$$

$$\delta\Gamma = \frac{\partial\Gamma}{\partial\alpha} \delta\alpha$$

$$\Gamma = \Gamma(\alpha)$$

Дрейф НФС1 с ростом частоты  
за счёт изменения волнового числа  
ЭМ волны при изменении частоты



$$\delta\varphi = \frac{\delta k_t^-}{k \cos \theta^-};$$

$$\delta k_t^- = \left(1 - 2 \sin \theta^s - \sin \theta^-\right) \frac{\delta\omega}{V_g} \pm 2k \sin \theta^s \cdot \frac{\delta\omega}{3\Gamma^2 \omega_E}; \quad \frac{\delta\omega}{3\Gamma^2 \omega_E} = \delta\alpha$$

$$\frac{\delta\Gamma}{\delta\alpha} = \frac{eE \cdot R}{mc^2}; \quad \omega = \frac{c}{R} \Gamma^3; \quad E \approx \frac{V}{c} B; \quad \omega_E = \frac{eE}{mc};$$

$$\frac{\delta\varphi}{\delta\omega} = \frac{1 - 2 \sin \theta^s - \sin \theta^-}{kV_g \cos \theta^-} \pm 2 \frac{\sin \theta^s}{\cos \theta^-} \cdot \frac{1}{3\Gamma^2 \omega_E}$$

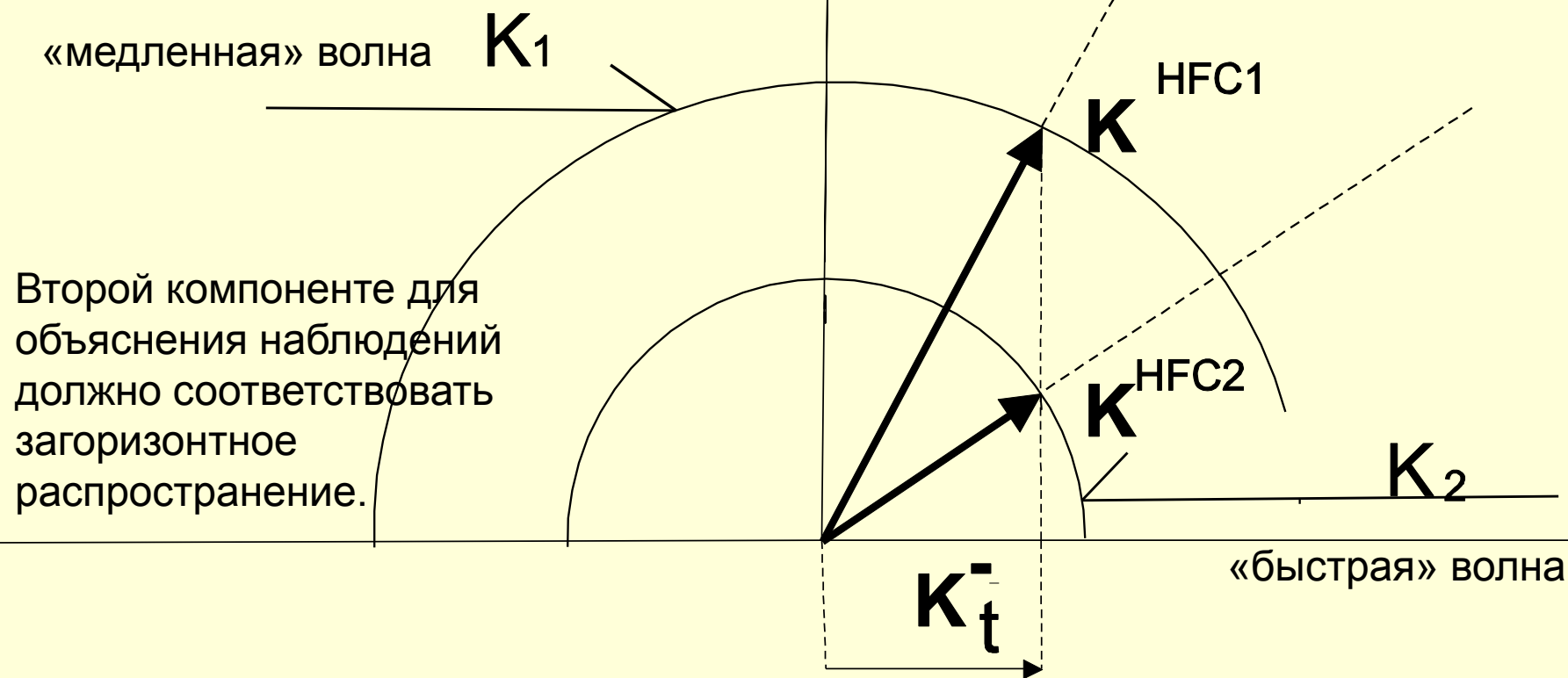
$$\frac{\delta\varphi}{\delta\omega} = \frac{1 - \sin \theta^-}{kV_g \cos \theta^-} \pm \frac{2\theta^s}{3\Gamma^2 \omega_E \cos \theta^-}, \quad \theta^s \rightarrow 0$$

Для предварительной оценки достаточно считать  $\delta\varphi \approx \frac{\delta\omega}{\omega}$ ,

что не противоречит наблюдательным данным.

# Возможная схема возникновения двух вч-компонент за счет двулучепреломления при отражении

Две компоненты могут возникать за счет медленной и быстрой волн, имеющих в магнитосферной плазме. На схеме не учтена анизотропия среды. Показаны только отраженные стоксовы волны. В действительности волны должны, скорее всего, возникать не непосредственно при отражении, а при распространении отраженной стоксовой волны в магнитосферной плазме.



# О возможности когерентного излучения при возвратном движении позитронов

## Бунчировка потока позитронов

В работах [1] было показано, что движение пучка заряженных частиц по дуге окружности является неустойчивым вследствие воздействия на пучок его же излучения. При этом возможен распад пучка на множество последовательно расположенных сгустков (Рис. 1). Аналогично ведёт себя двухпотоковая неустойчивость.

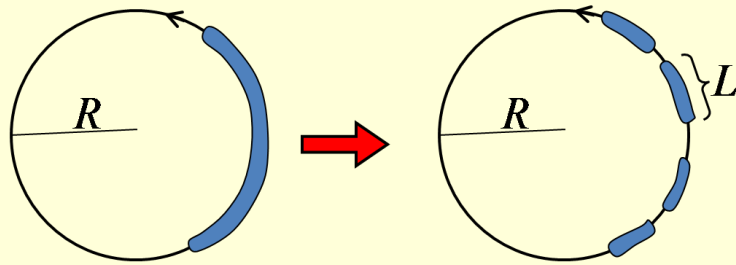


Рис. 1. Распад пучка на сгустки характерной длины  $L$ ,

$$\kappa = 2\pi R / L$$

Инкремент неустойчивости [1] должен удовлетворять условию:

1. P. Goldreich, D. Keeley, ApJ **170**, 463 (1971);  
R. Buschauer, G. Benford, MN **185**, 493 (1978).

$$1 \ll \frac{s}{\omega_0} < \frac{r_c n R^2}{\gamma^3 \kappa^{1/3}}$$

где  $n$  – плотность частиц в пучке,  $\omega$  – частота движения пучка по окружности,  $R$  – радиус окружности,  $\gamma$  – Лоренц-фактор пучка,  $r$  – классический радиус электрона, . Левое условие необходимо, чтобы бунчировка успела реализоваться при движении потока позитронов вдоль магнитной силовой линии. При

$$R \sim 10^7 \text{ cm}, \quad \gamma \sim 10^3 \quad n \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3} \quad \text{условие (1) выглядит, как} \quad 1 \ll s / \omega_0 < 10^2$$

что означает реальную возможность её возникновения в условиях пульсара при условии  $\lambda_{\max} \ll L$ .

$\lambda_{\max}$  – длина волны, соответствующая максимуму излучения кривизны (такими длинами волн мы и интересуемся)

# Возможность частичной когерентности излучения

Рассмотрим спектрально-угловую плотность излучения одного сгустка (Рис. 2) на длине волны

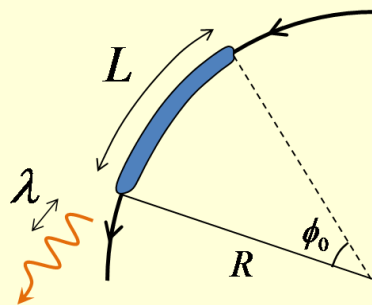
$$\lambda = 2\pi c / \omega \ll L$$

Согласно [2], она определяется выражением:  $\left(\frac{dW}{d\omega d\Omega}\right)_{\text{бунча}} = \left(\frac{dW}{d\omega d\Omega}\right)_{\text{одной частицы}} \times S_N$

$$S_N = N + N(N-1)g_\omega$$

$$g_\omega = \left( \int_{-\pi}^{\pi} f(\phi) \cos(\omega\phi / \omega_0) d\phi \right)^2$$

$g$ – формфактор,  $f$ – функция распределения плотности частиц по азимутальному углу,  $N$ – число частиц в сгустке.



**Рис. 2.** Частично когерентное излучение сгустка, возникшего при распаде однородного пучка

Для самой простой

модели такого распределения , соответствующей равномерному

распределению частиц в сгустках со средней длиной  $L$ , после усреднения по длинам получаем:

$$\langle S_N \rangle \approx N^2 \left( \frac{\lambda}{4\pi L} \right)^2$$

Отсюда следует, что при условии

$$\frac{1}{N} \ll \left( \frac{\lambda}{4\pi L} \right)^2 \ll 1$$

возможна частичная когерентность излучения сгустков, отвечающая  $N^2 \gg \langle S_N \rangle \gg N$

При этом когерентно излучает группа частиц в каждом сгустке в пределах длины волны  $\lambda$