

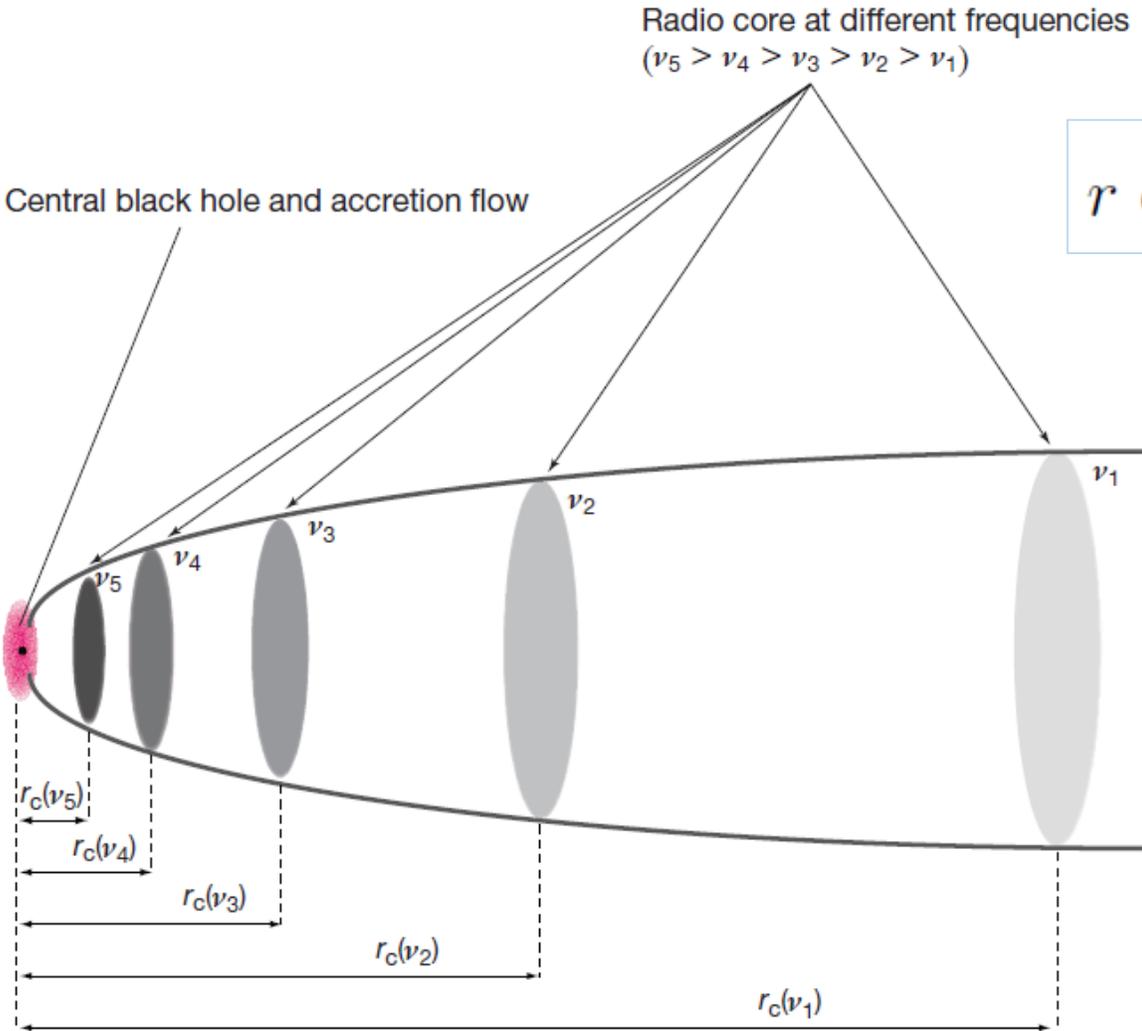


Сдвиг ядер джетов в АЯГ в миллиметровом диапазоне

Елена Нохрина
(ФИАН, МФТИ)

- MNRAS (2024) **528**, 2523
- MNRAS (2024) **535**, 2687
- MNRAS (2025) in prep.

Классический метод



$$r \propto \nu^{-1/k_r}$$

$$j'_{\nu'} = h(p) \frac{e^3}{mc^2} \left(\frac{3e}{2\pi m^3 c^5} \right)^{(p-1)/2} \frac{K}{4\pi} B_{\perp}'^{(p+1)/2} \nu'^{(1-p)/2}$$

$$\alpha'_{\nu'} = g(p) \frac{e^2}{2\pi m} \left(\frac{3e}{2\pi m^3 c^5} \right)^{p/2} K B_{\perp}'^{(p+2)/2} \nu'^{-(p+4)/2}$$

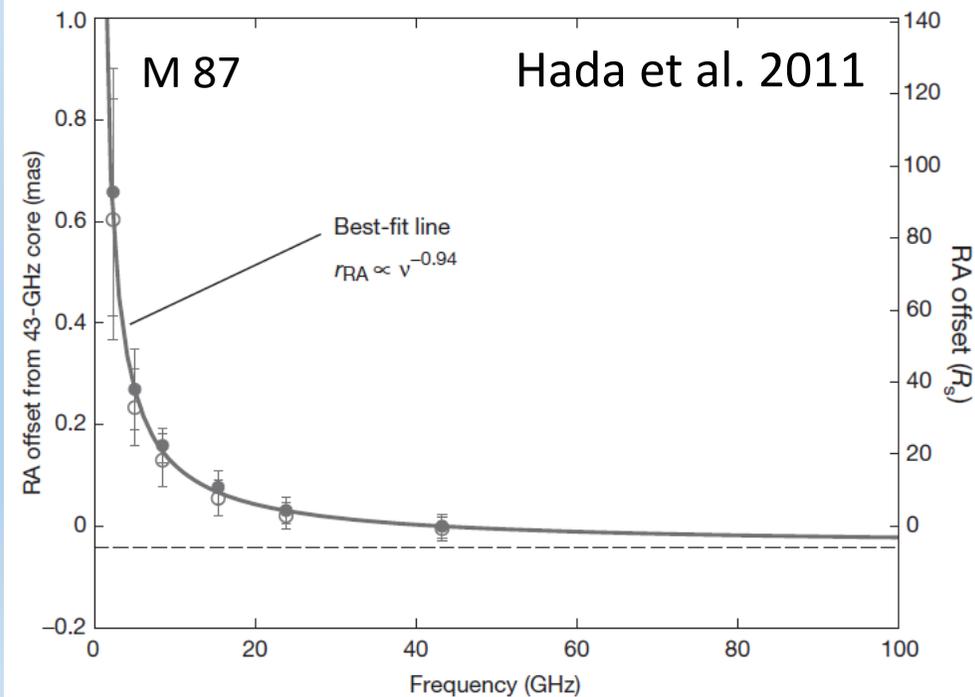
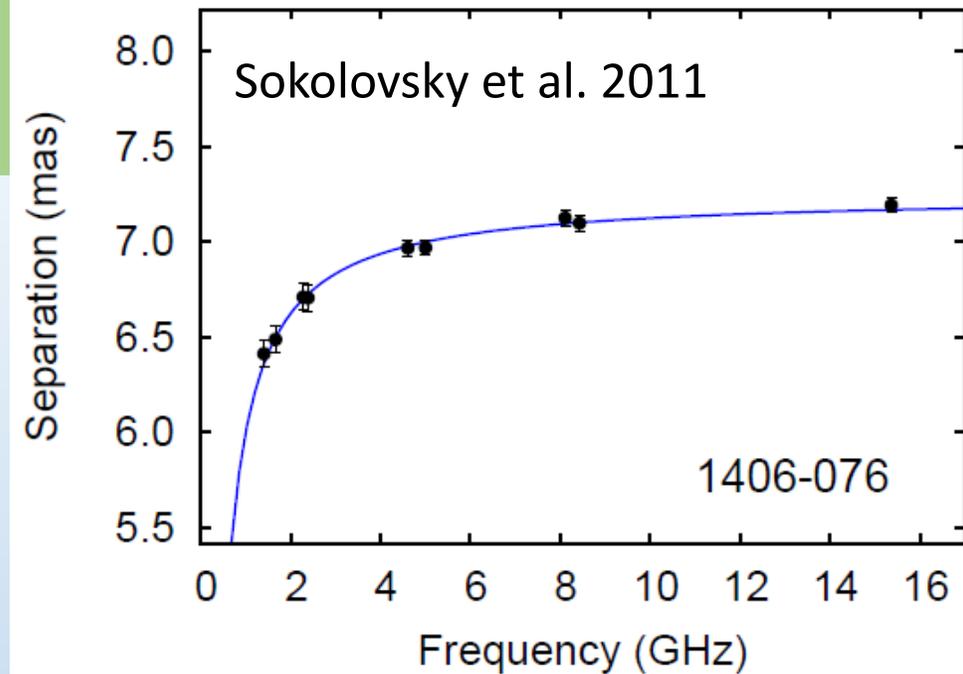
Амплитуда K распределения излучающей плазмы по энергиям пропорциональна концентрации n

Классический метод

- Коническая форма выброса
- Постоянный фактор Лоренца Γ движения плазмы
- Определенные зависимости концентрации излучающей плазмы и магнитного поля в СО плазмы (Blandford & Königl 1979):

$$n(r) = n_1 \left(\frac{r_1}{r} \right)^2, \quad B(r) = B_1 \frac{r_1}{r}$$

$$r_{\text{core}} = \Omega_{rv} v^{-1/k_r} \text{ с показателем } k_r = 1$$



Соотношение между B и n

$$r_{\text{core}} = \Omega_{r\nu} \nu^{-1/k_r}$$

Коэффициент сдвига ядра

$$\Omega_{r\nu} = 4.8 \times 10^{-9} \frac{\Delta r_{\text{mas}} D_L}{(1+z)^2} \left(\frac{\nu_1^{1/k_r} \nu_2^{1/k_r}}{\nu_2^{1/k_r} - \nu_1^{1/k_r}} \right) \text{pc GHz}^{1/k_r}$$

Здесь $\Omega_{r\nu}$ - функция B и n

Классической равномерное распределение $n \propto B^2$, и оно сохраняется вдоль джета. Кроме того, для равномерного распределения и соотношений Блэндфорда-Кёнигла коэффициент $\Omega_{r\nu}$ постоянен.

$$\Omega_{r\nu}^p = C r_{\zeta}^{k_n + k_b(1.5 + \alpha)} K_{e*\zeta} B_{*\zeta}^{1.5 + \alpha}$$

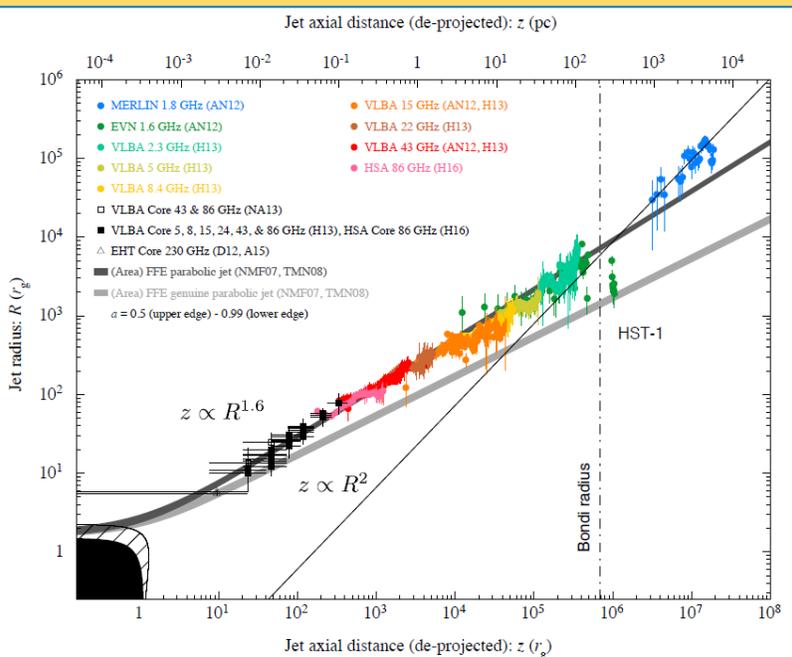
Это позволяет оценить амплитуду магнитного поля и концентрации излучающей плазмы в области джета порядка положения ядер (Lobanov 1998):

$$B_1 \sim 1 \text{ G}; n_1 \sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$$

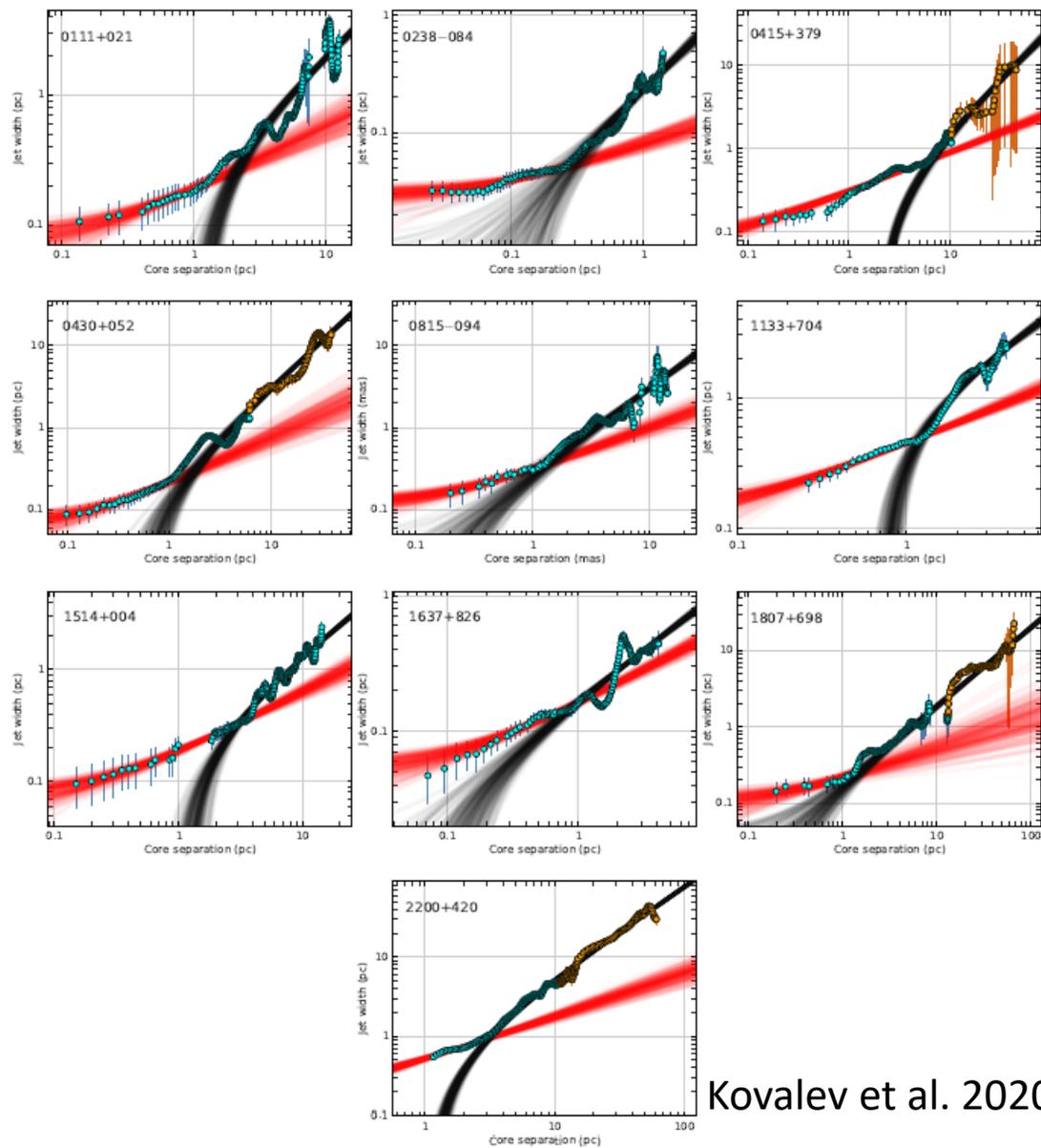
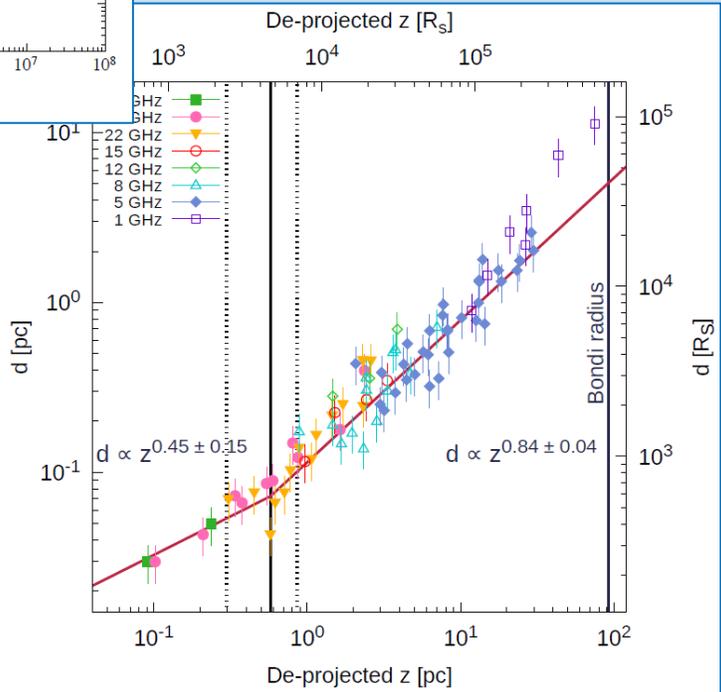
Проблема: можно ли эту величину экстраполировать на масштабы порядка гравитационного радиуса?

Ожидание: поле в окрестности черной дыры не должно значительно превышать 10^4 Гс.

Почему нужна модификация?



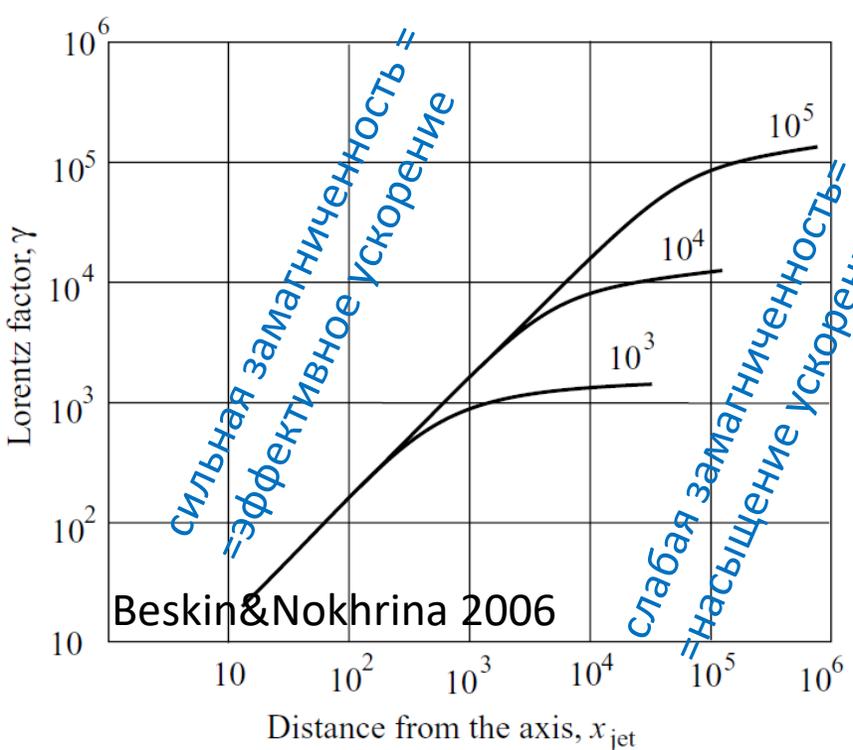
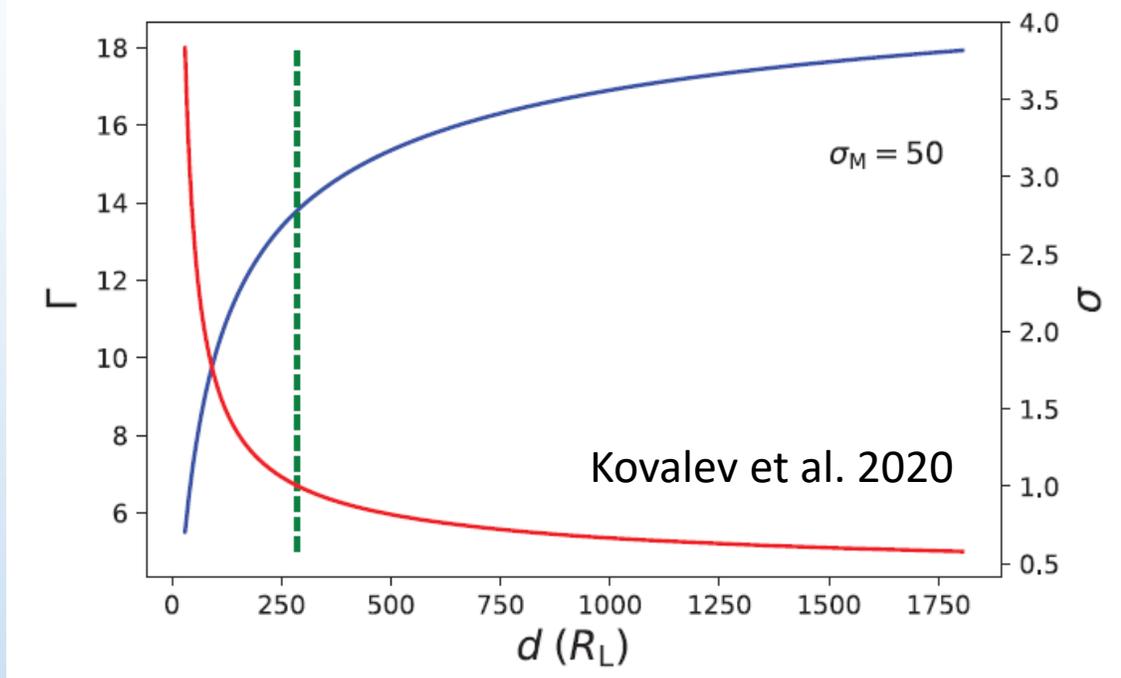
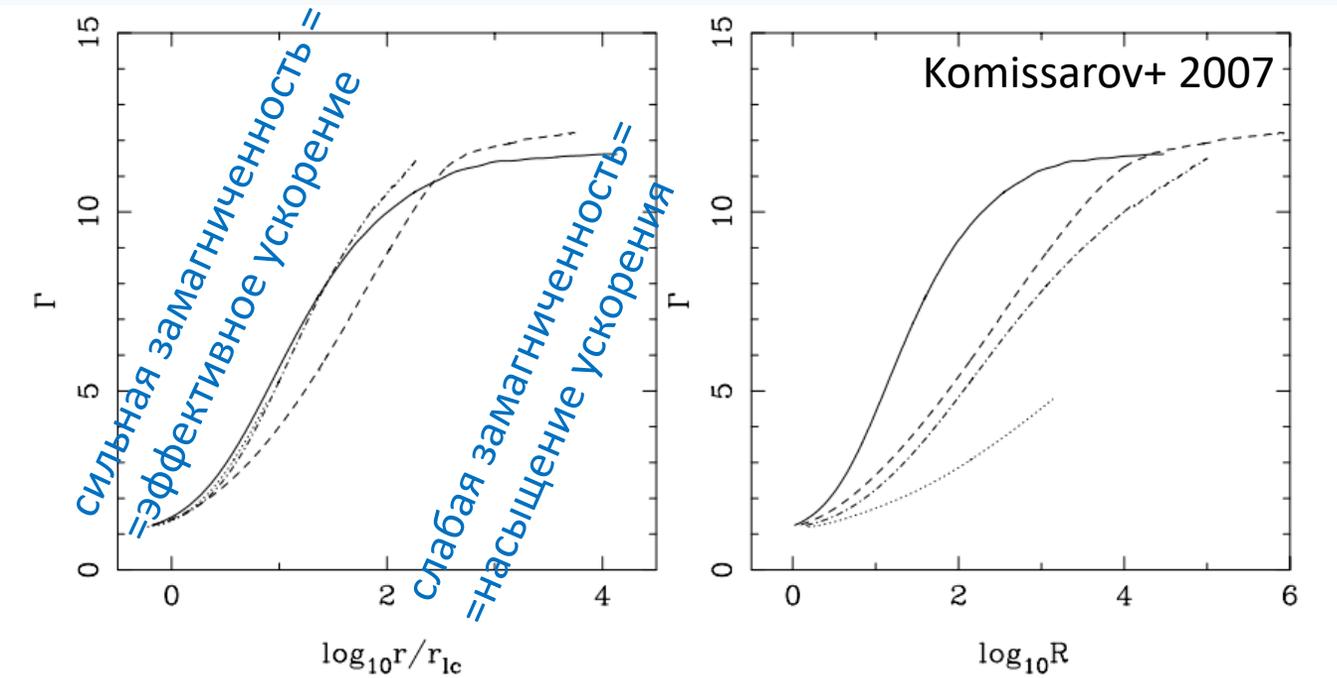
NGC 315, Boccardi et al. 2021



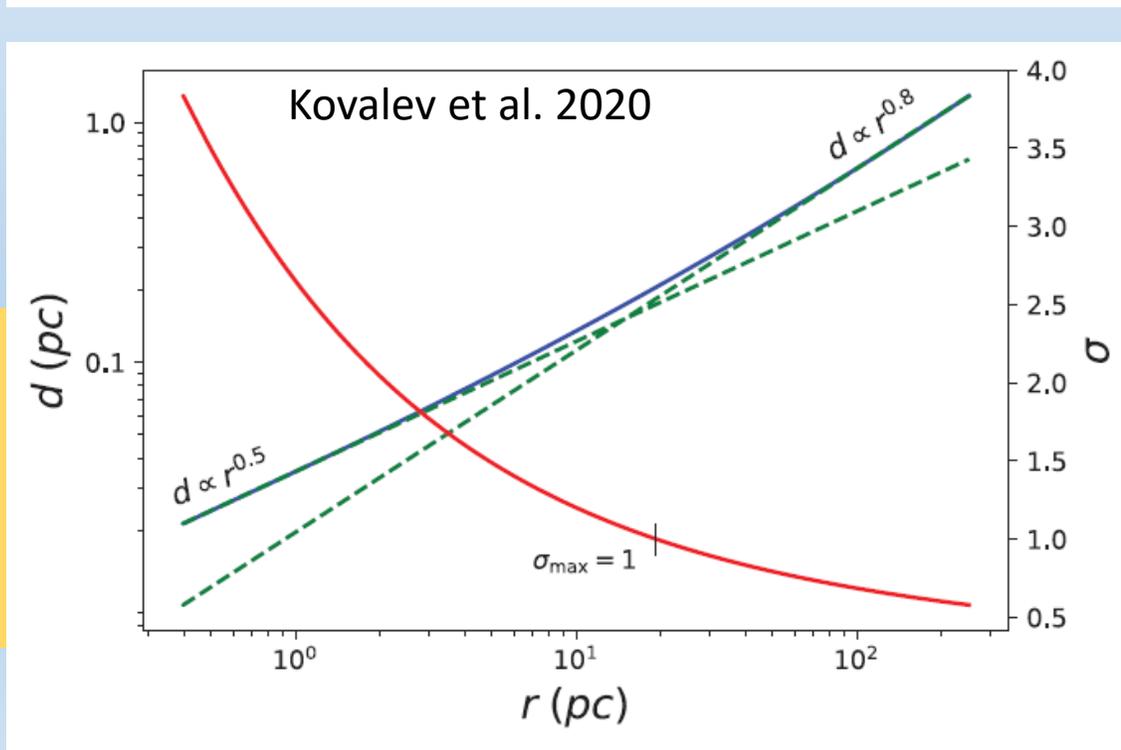
Kovalev et al. 2020

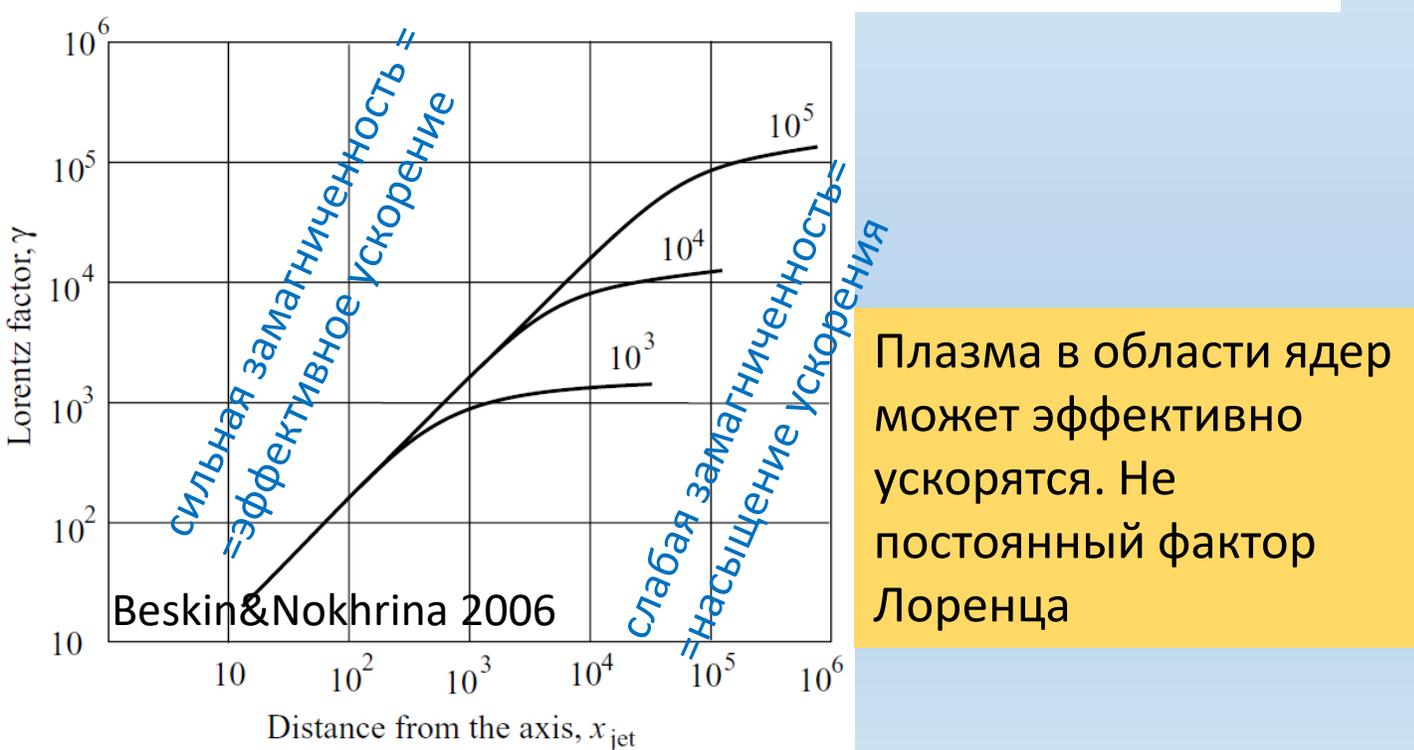
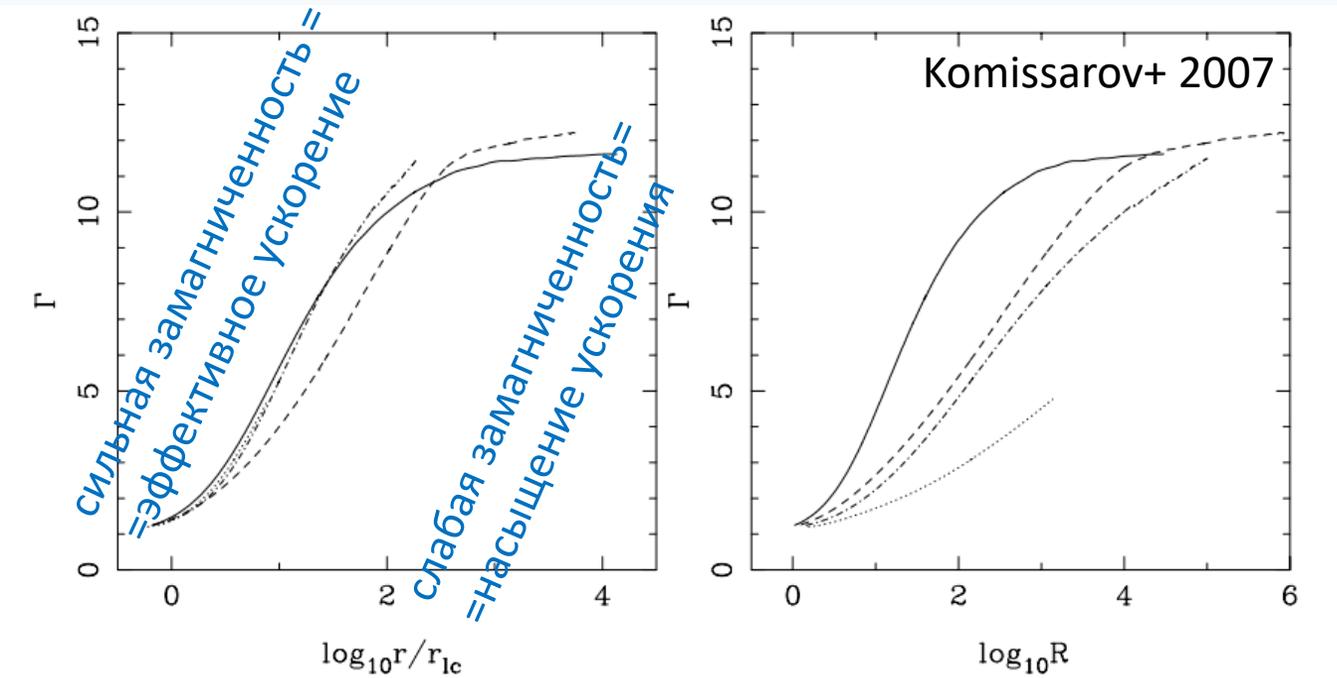
M87, Nakamura et al. 2018

Форма границы выброса не коническая в области положения ядер на типичных частотах

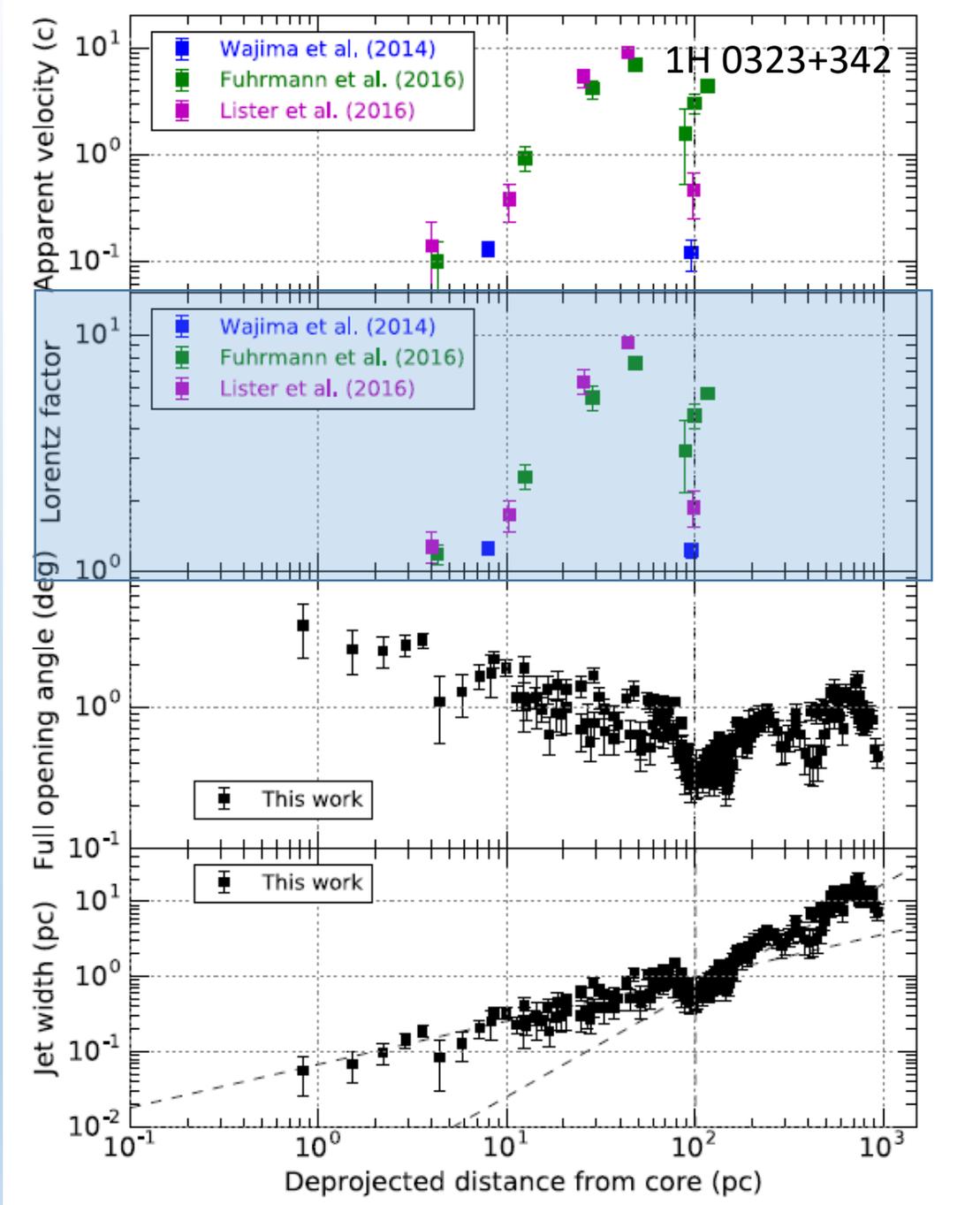


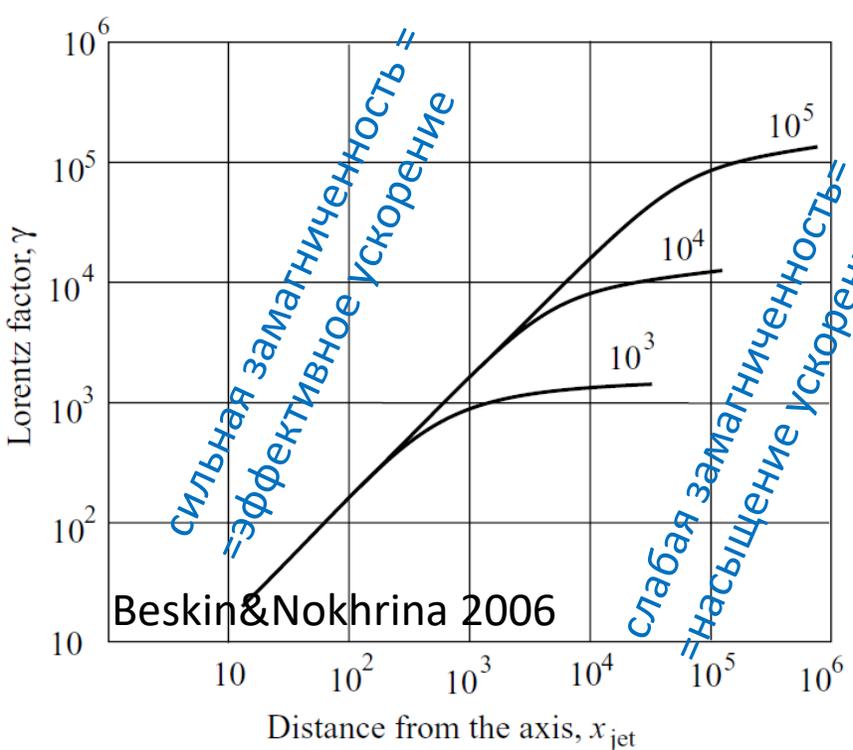
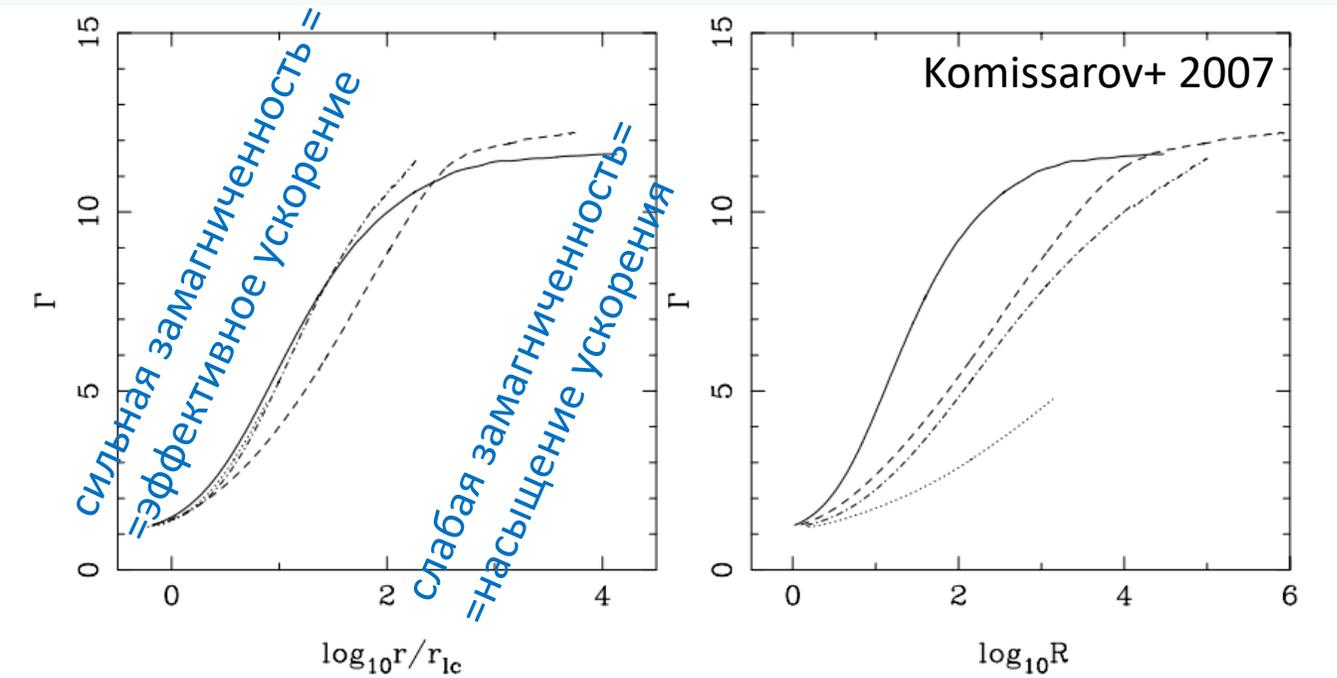
Плазма в области ядер может эффективно ускоряться. Не постоянный фактор Лоренца



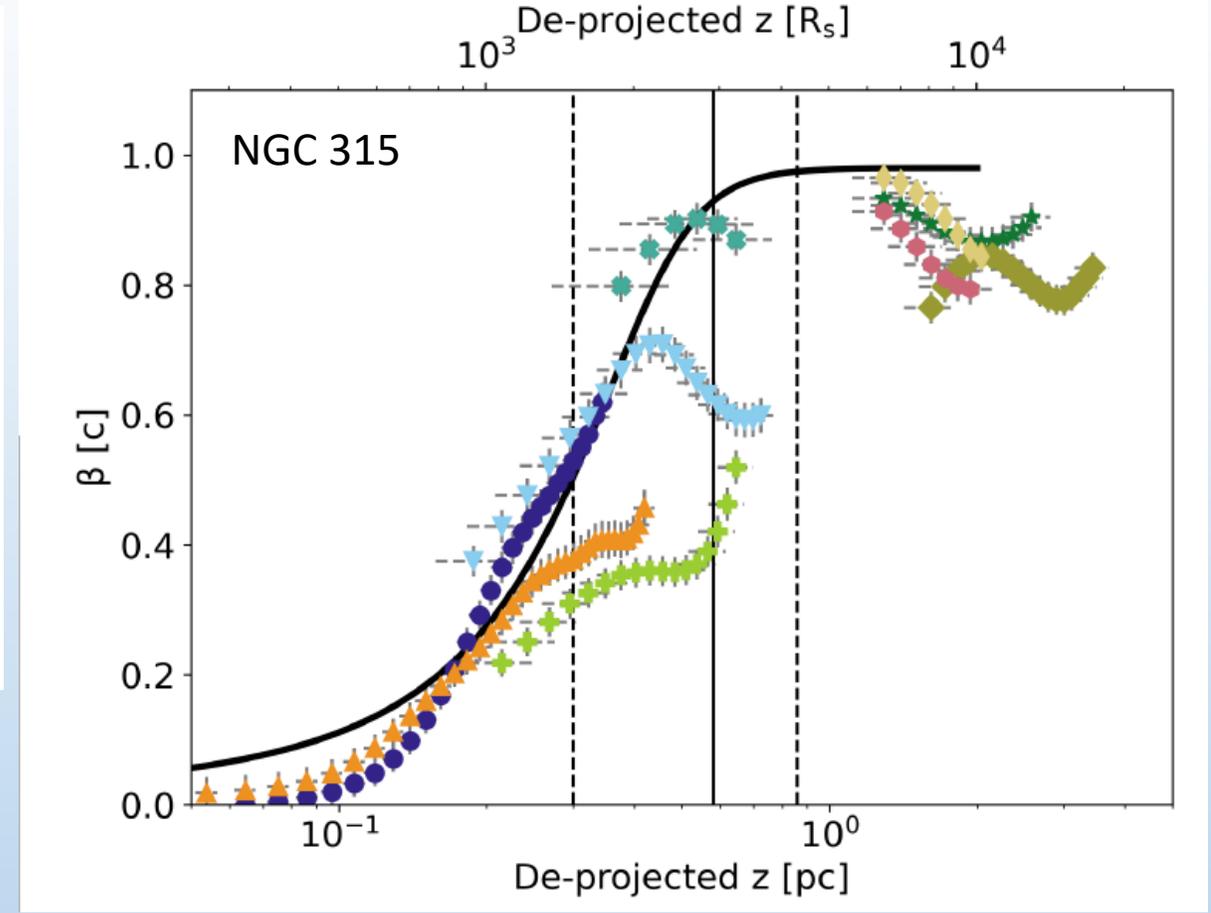


Плазма в области ядер может эффективно ускоряться. Не постоянный фактор Лоренца



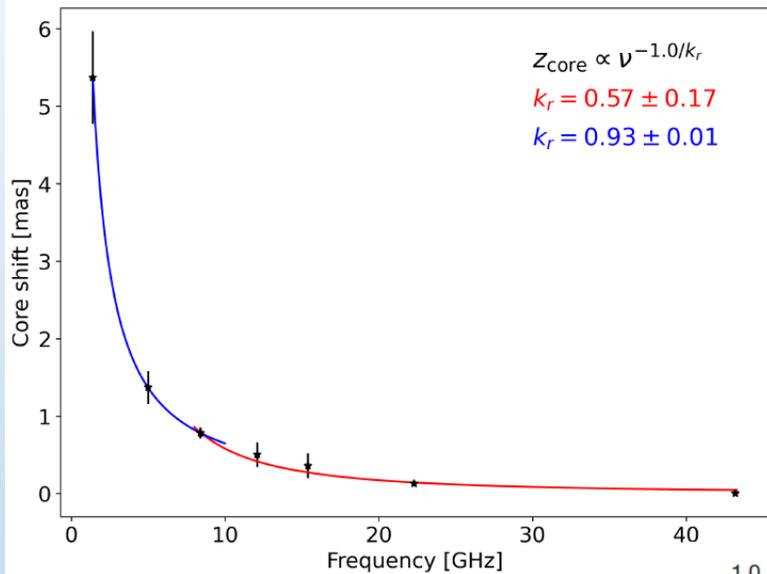


Плазма в области ядер может эффективно ускоряться. Не постоянный фактор Лоренца



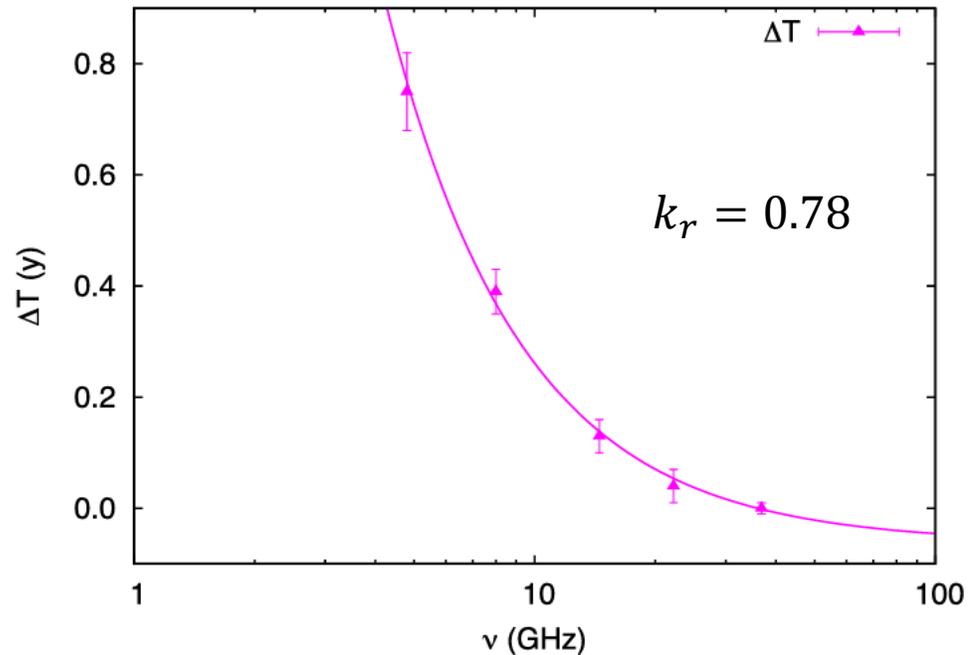
Ricci et al. 2022

Почему нужна модификация?



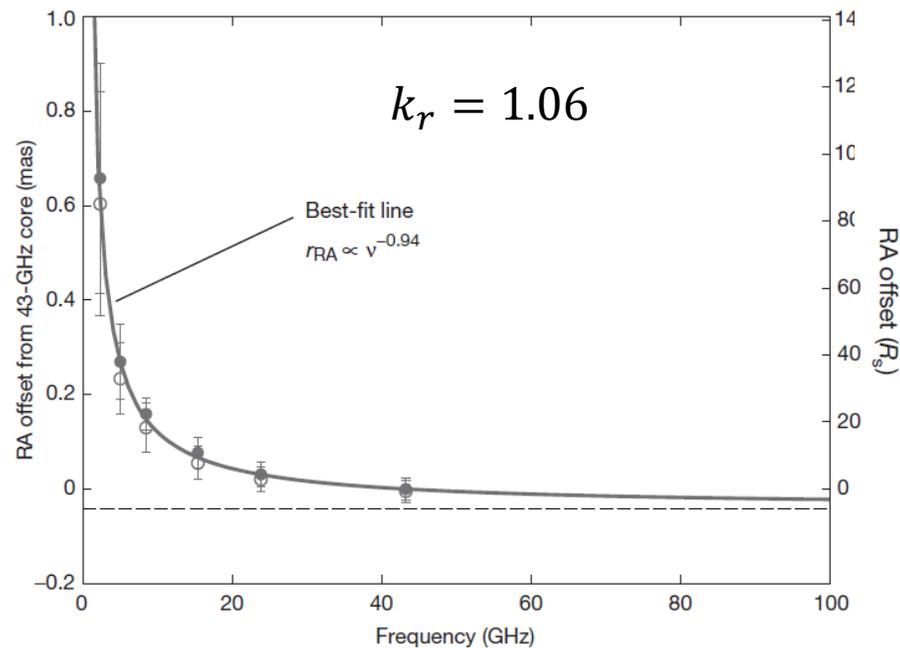
$$r \propto \nu^{-1/k_r}$$

M87, Hada et al. 2011



3C 454.3, Kutkin et al 2014

NGC 315, Ricci et al. 2022



Почему нужна модификация?

- Коническая форма выброса \rightarrow произвольная форма

$$d = a_1 r^k$$

($k=1$ соответствует конусу, $k=0.5$ – параболе)

- Постоянный фактор Лоренца $\Gamma \rightarrow$ переменный фактор Лоренца, соответствующий эффективному ускорению $\Gamma \propto d$

- Коррекция зависимостей

$$n(r) = n_1 \left(\frac{r_1}{r} \right)^{k_n}, \quad k_n = 3k$$

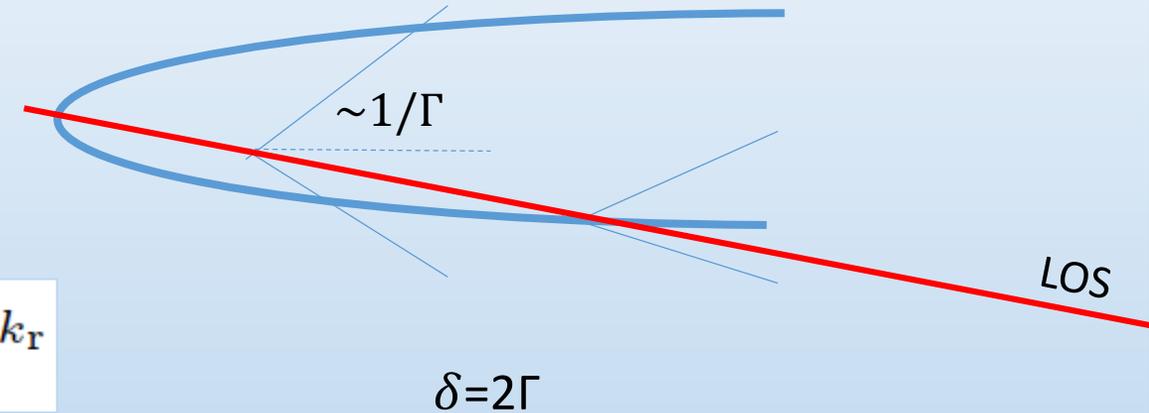
$$B(r) = B_1 \left(\frac{r_1}{r} \right)^{k_b}, \quad k_b = 2k$$

1. Для постоянного фактора Лоренца

$$k_r = k$$

$$r \propto \nu^{-1/k_r}$$

2. При наблюдении выброса под углом меньше $\sim 1/\Gamma$

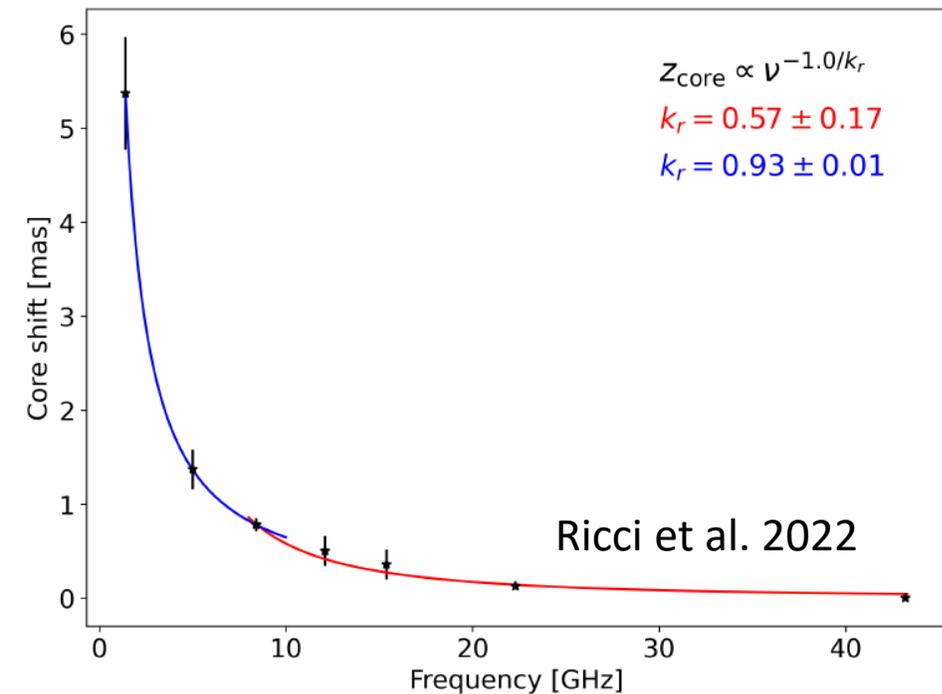
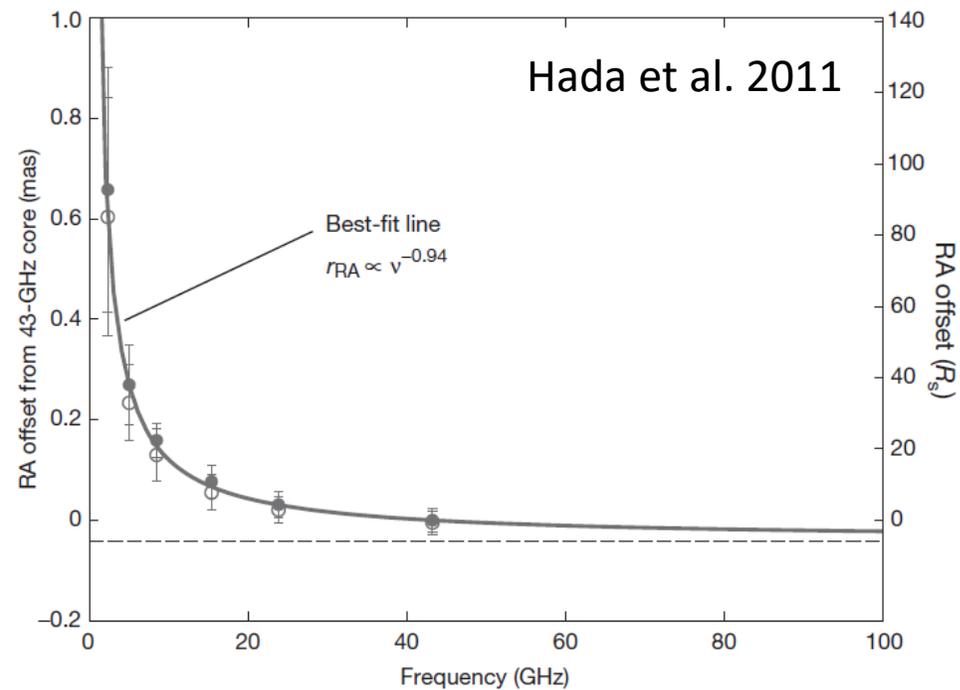


$$k_r = \frac{4k}{3}; \quad k_r = 0.66 \text{ для параболы}$$

3. Если мы наблюдаем течение под углом больше $\sim 1/\Gamma$

$$\delta \approx const$$

$$k_r = 2k; \quad k_r = 1 \text{ для параболы}$$



Мы объясняем наблюдаемые значения k_r для джетов квази0параболической формы с ускорением.

Если наблюдаемый показатель формы выброса

$$k = 0.4 - 0.6$$

то значения показателя видимого сдвига ядра находятся в диапазонах

$$k_r = 0.8 - 1.2$$

или

$$k_r = 0.53 - 0.8$$

Данные наблюдений:

- 3C 454.3 $k_r = 0.6 - 0.8$ (Porth+ 2011, Kutkin+ 2014);
- MOJAVE: $\langle k_r \rangle = 0.84$ (Kravchenko+ in prep.);
- NGC 315 $k_r = 0.77$ (Park+ 2021);
- NGC 315 $k_r = 0.57$ (Ricci+ 2022).

Также наблюдаются и $k_r \approx 1$: $k_r = 1.06$ by Hada et al. 2011

Соотношение между B и n

Коэффициент сдвига ядра

$$\Omega_{r\nu} = 4.8 \times 10^{-9} \frac{\Delta r_{\text{mas}} D_L}{(1+z)^2} \left(\frac{\nu_1^{1/k_r} \nu_2^{1/k_r}}{\nu_2^{1/k_r} - \nu_1^{1/k_r}} \right) \text{pc GHz}^{1/k_r}$$

Здесь $\Omega_{r\nu}$ - функция B и n

Классической равномерное распределение $n \propto B^2$, и оно сохраняется вдоль джета. Кроме того, для равномерного распределения и соотношений Блэндфорда–Кёнигла коэффициент $\Omega_{r\nu}$ постоянен.

$$\Omega_{r\nu}^p = C r_\zeta^{k_n + k_b(1.5 + \alpha)} K_{e*\zeta} B_{*\zeta}^{1.5 + \alpha}$$

В ускоряющейся части джета равномерное распределение не сохраняется вдоль выброса. Предполагаем

$$\Omega_{r\nu} = \text{const}$$

(по крайней мере отдельно для параболической и конической областей).

$$r_{\text{core}} = \Omega_{r\nu} \nu^{-1/k_r}$$

Тогда существует класс связей между B и n :

$$n \propto B^l d^{m/k} \text{ with } 3k + m = 2kl$$

Для $l = 2$ и $m = k$ выполнено соотношение $n \propto B^2 d$.

Физический смысл: постоянство доли излучающей плазмы вдоль выброса.

Магнитное поле

Для постоянного фактора Доплера ($k_r = 2k$):

$$B_{\zeta} = 0.0137 \left[\left(\frac{\Omega_{r\nu}}{r_{\zeta}} \right)^{6k} \left(\frac{1+z}{\delta} \right)^2 \frac{1}{\sin^{6k-1} \theta} \times \right. \\ \left. \times \frac{\rho^2 d_{\text{br}}}{\eta \Gamma_{\text{max}} d_{\zeta}^2} \right]^{1/4} \text{ G}$$

Для переменного фактора Доплера ($k_r = 4k/3$):

$$B_{\zeta} = 0.0137 \left[\left(\frac{\Omega_{r\nu}}{r_{\zeta}} \right)^{4k} \frac{(1+z)^2}{\sin^{4k-1} \theta} \frac{R_L^2 \rho^2 d_{\text{br}}}{\eta \Gamma_{\text{max}} d_{\zeta}^4} \right]^{1/4} \text{ G}$$

Тогда простые оценки магнитного потока

$$\Psi = \pi \left(\frac{d_{\zeta}}{2} \right)^2 B_{*\zeta}$$

и поля на гравитационном радиусе

$$B_{\text{g}}^{\text{par}} = B_{*\zeta} \left(\frac{r_{\zeta}}{r_{\text{g}}} \right)^{2k}$$

Поле на масштабах гравитационного радиуса

В области эффективного ускорения плазмы полоидальная и тороидальная компоненты магнитного поля в СО плазмы должны быть или минимум одного порядка, или полоидальная компонента доминирует (Vlahakis 2004, Komissarov et al. 2009), поэтому B может быть легко экстраполирована на масштабы гравитационного радиуса.

Source	ζ (pc)	k_r	Γ_{\max}	$B_{*\zeta}^{\text{par}}$ (G)	$B_{*\zeta}^{\text{cone}}$ (G)	$K_{e*\zeta}$ (cm^{-3})	$\log_{10} \Psi$ (G cm^2)	Σ_ζ	B_g^{par} (G)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
0055+300	0.2	0.57	20	0.52	0.75	1.2×10^4	34.3	0.11	480
0055+300	0.2	0.57	20	0.023	0.75	23	32.9	0.11	21
0111+021	1.0	0.994	50	0.18	0.53	1.4×10^4	34.2	0.12	$700 - 3.4 \times 10^{4*}$
0415+379	1.0	0.936	50	0.073	0.25	270	34.8	0.095	4.4×10^3
0430+052	1.0	1.112	40	0.014	0.040	13	33.7	0.075	8.0×10^3
1226+023	1.0	1.32	30	0.16	0.13	45	33.9	2.8	4.8×10^5
1228+126	1.0	1.06	20	0.0082	0.012	0.35	32.5	0.95	80
1514+004	1.0	1.128	50	0.11	0.27	590	34.3	0.095	$1.3 \times 10^3 - 1.1 \times 10^{5*}$
1637+826	1.0	1.012	40	0.059	0.18	330	34.1	0.052	2.3×10^3
1807+698	1.0	0.776	50	0.13	0.61	1.3×10^3	34.5	0.060	660
2200+420	1.0	1.074	50	0.018	0.048	12.8	34.2	0.12	5.1×10^3

Излом видимого сдвига ядра

Причины различного значения показателя степени k_r видимого сдвига ядра:

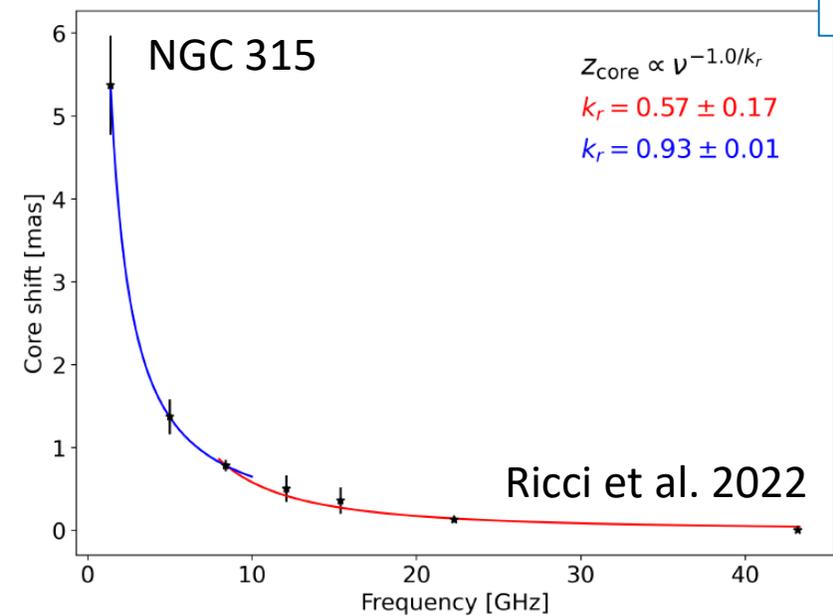
- Сильно-замагниченное \longrightarrow слабо-замагниченное течение;
- Эффективное ускорение \longrightarrow насыщение ускорения;
- Параболическая \longrightarrow коническая форма выброса.

Мы ожидаем скачок (переход) в коэффициенте Ω_{rv}

Связан с изменением формы джета.
Большинство изломов формы дают невысокую угловую скорость Ω_F (Nokhrina et al. 2019, 2020, подтверждено для M87)

$$\frac{\Omega_{rv1}}{\Omega_{rv2}} = \left(\frac{\Omega_{rv2}}{r_{\text{break}} \sin \theta} \right)^{(k_{r2}/k_{r1} - 1)}$$

$$r_{\text{break}} = \frac{1}{\sin \theta} \left(\frac{\Omega_{rv2}^{k_{r2}}}{\Omega_{rv1}^{k_{r1}}} \right)^{\frac{1}{k_{r2} - k_{r1}}}$$



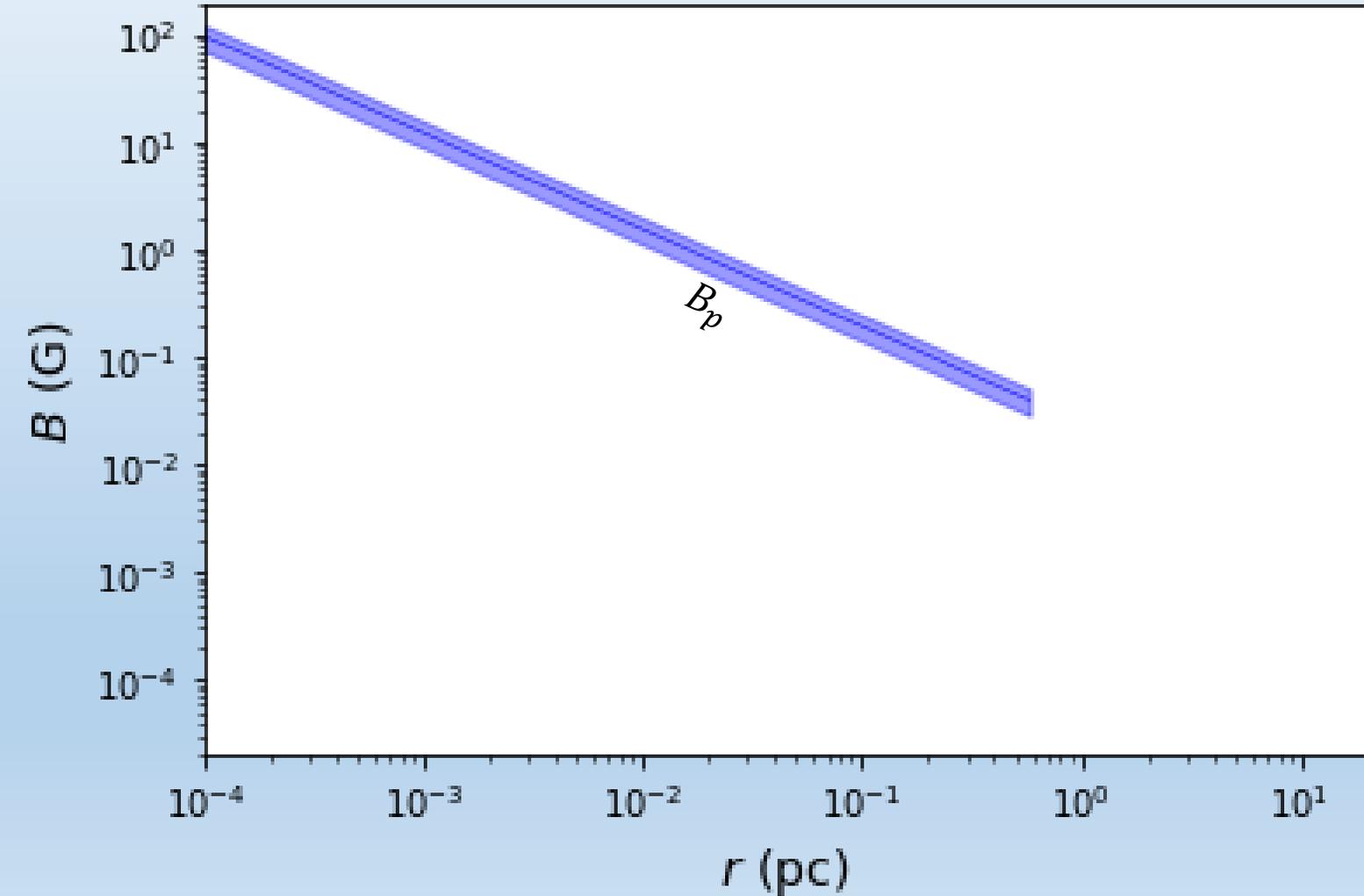
NGC 315:

$$\Omega_{rv1} = 13.2 \pm 5.3 \text{ pc} \cdot \text{GHz}^{1.75}$$

$$\Omega_{rv2} = 2.58 \pm 0.76 \text{ pc} \cdot \text{GHz}^{1.08}$$

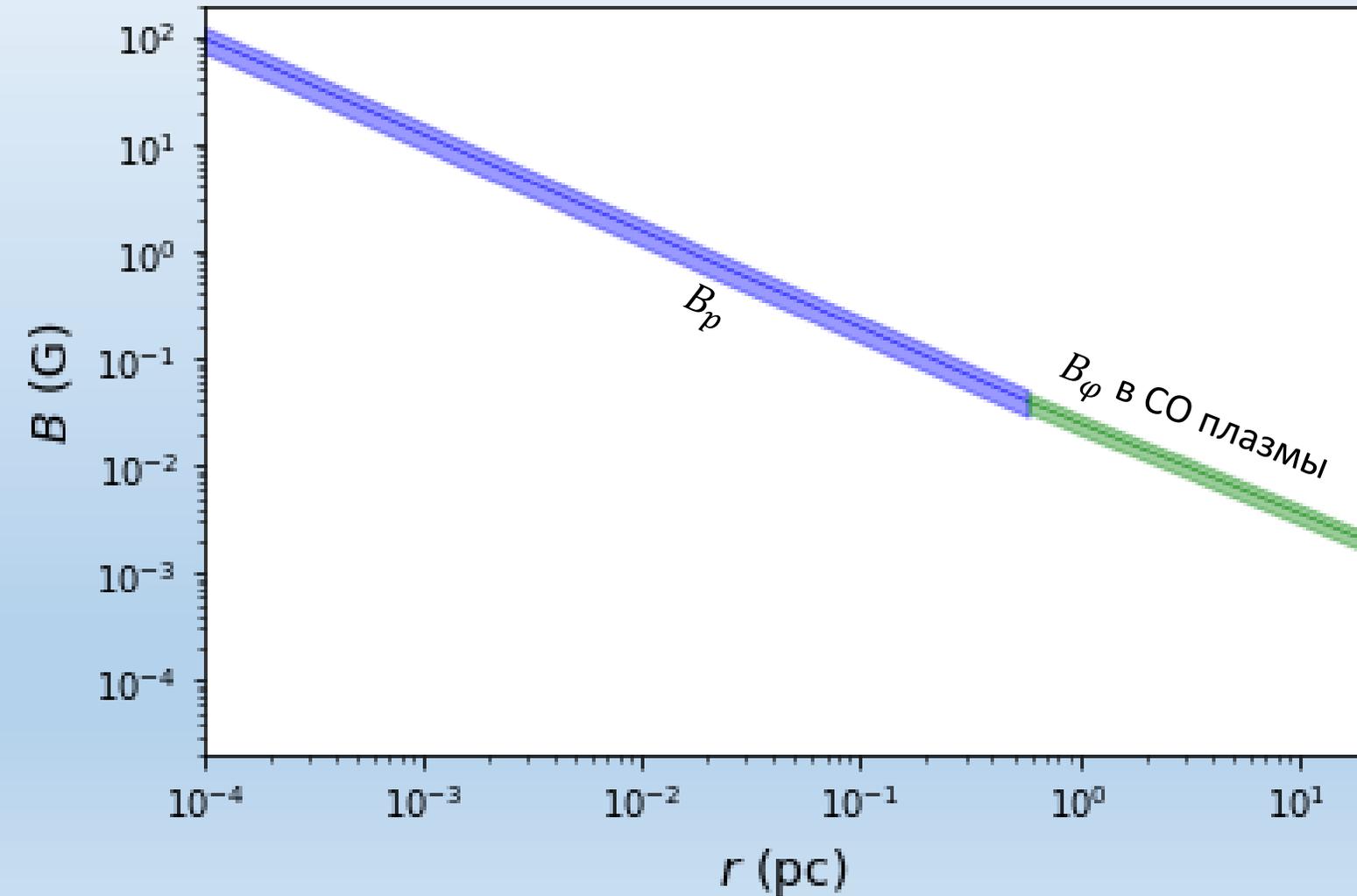
Излом видимого сдвига ядра

Можем оценить магнитное поле в области излома по параболической и конической ветвям видимого сдвига ядра



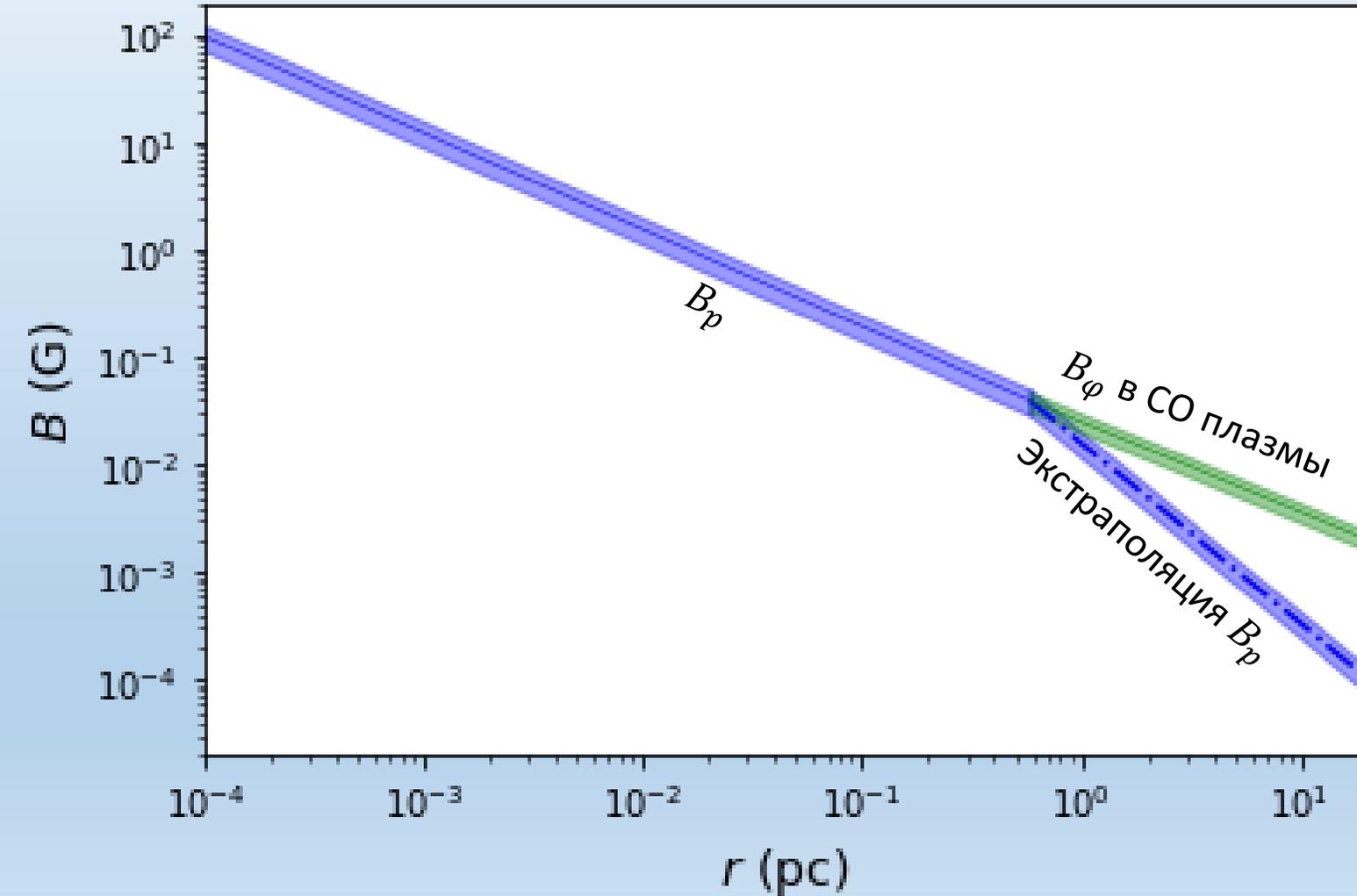
Излом видимого сдвига ядра

Можем оценить магнитное поле в области излома по параболической и конической ветвям видимого сдвига ядра



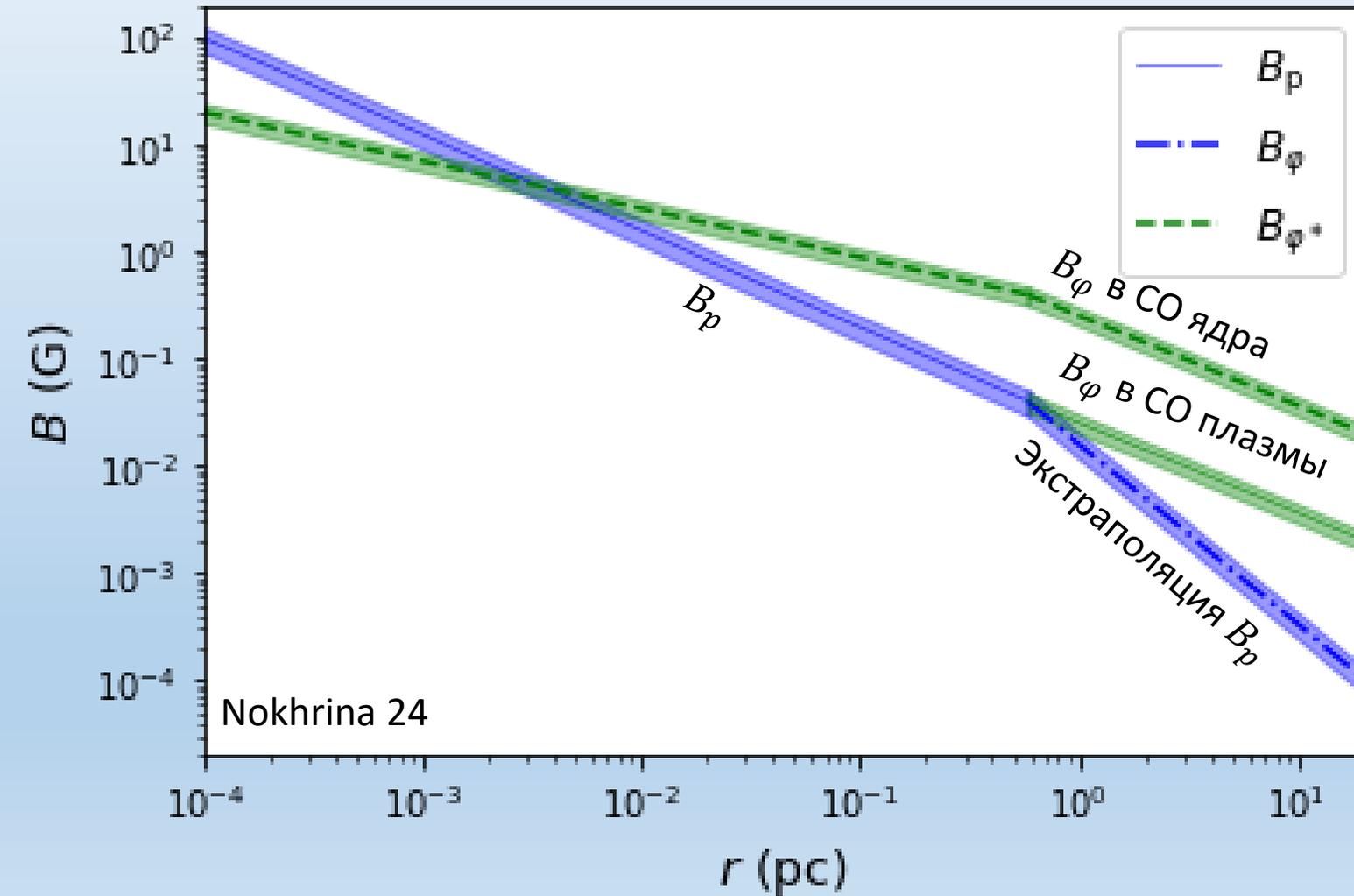
Излом видимого сдвига ядра

Можем оценить магнитное поле в области излома по параболической и конической ветвям видимого сдвига ядра



Излом видимого сдвига ядра

Можем оценить магнитное поле в области излома по параболической и конической ветвям видимого сдвига ядра



Пусть в NGC 315 $\delta = 1$

Ricci et al. 2022:

$$B_{MAD}(10.6r_g) = 5 - 18 \text{ G}$$

$$B_{MAD}(1.2r_g) = 125 - 480 \text{ G}$$

Наша оценка:

$$B(10.6r_g) = 51 \pm 14 \text{ G}$$

$$B(1.2r_g) = 370 \pm 100 \text{ G}$$

Пусть NGC 315 $\delta = 2\Gamma$

Наша оценка:

$$B(10.6r_g) = 17 \pm 5 \text{ G}$$

$$B(1.2r_g) = 123 \pm 33 \text{ G}$$

Излом видимого сдвига ядра

Следующие шаги: построение непрерывной зависимости положения ядра от частоты с использованием магнитогидродинамического моделирования

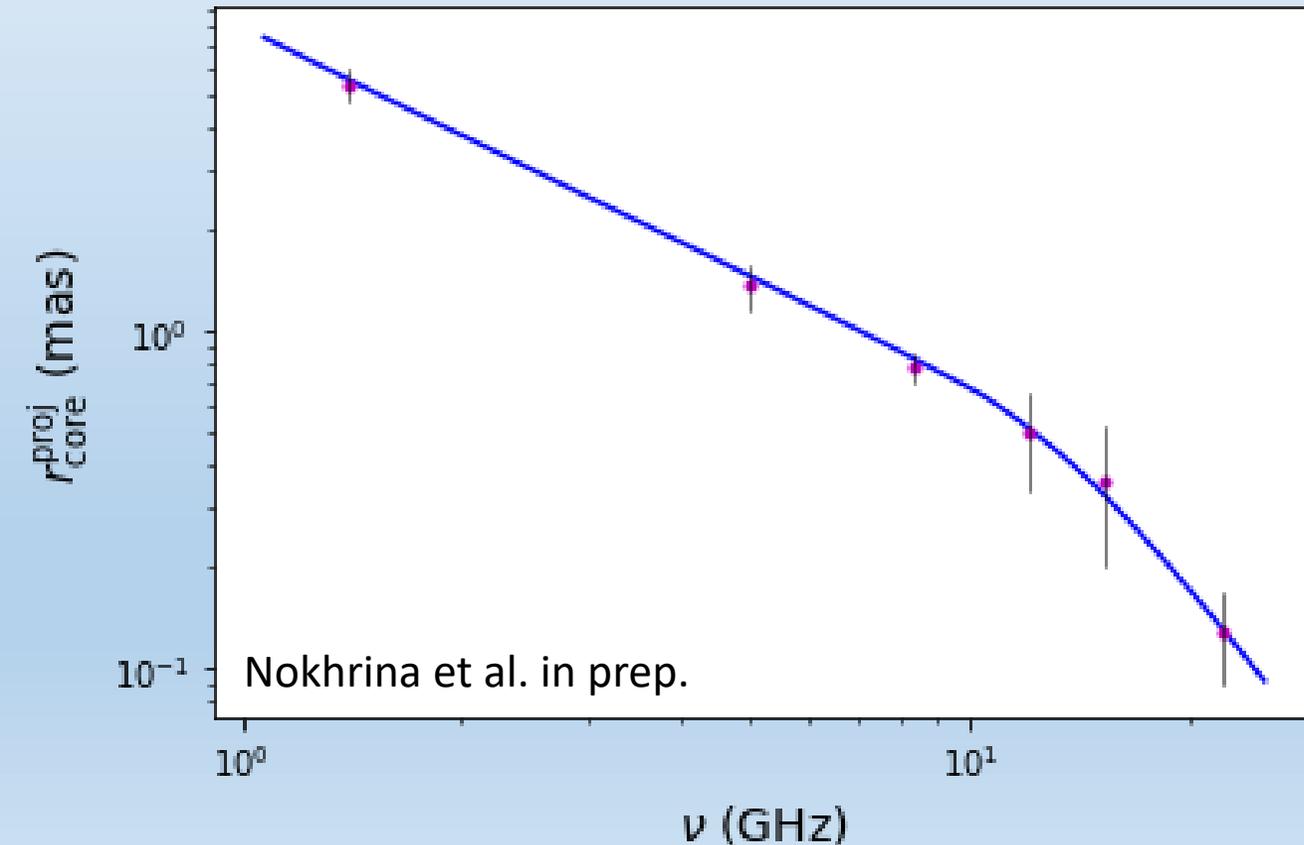
Требуется надежной разрешение места излома

В результате:

- оценки на концентрацию плазмы,
- величину магнитного поля,
- максимально возможный фактор Лоренца в джете

Тестирование на источниках из выборки Sokolovsky et al. 2011

Подана заявка на наблюдения на низких частотах



Излом видимого сдвига ядра

Следующие шаги: построение непрерывной зависимости положения ядра от частоты с использованием магнитогидродинамического моделирования

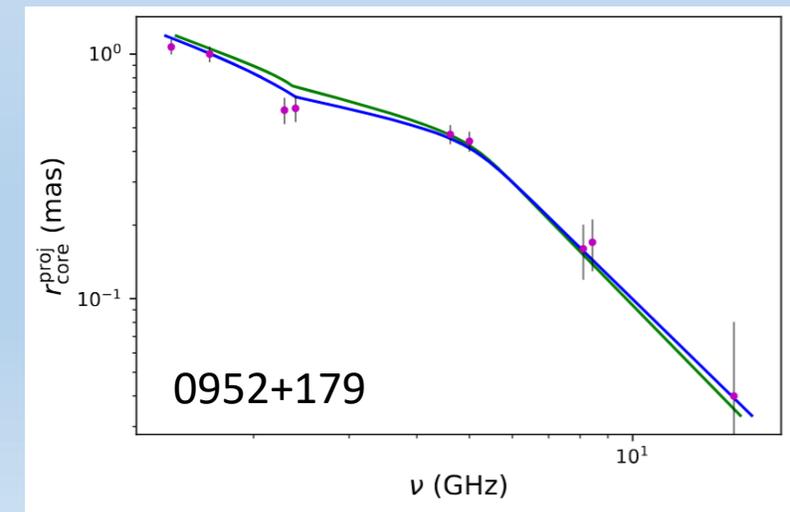
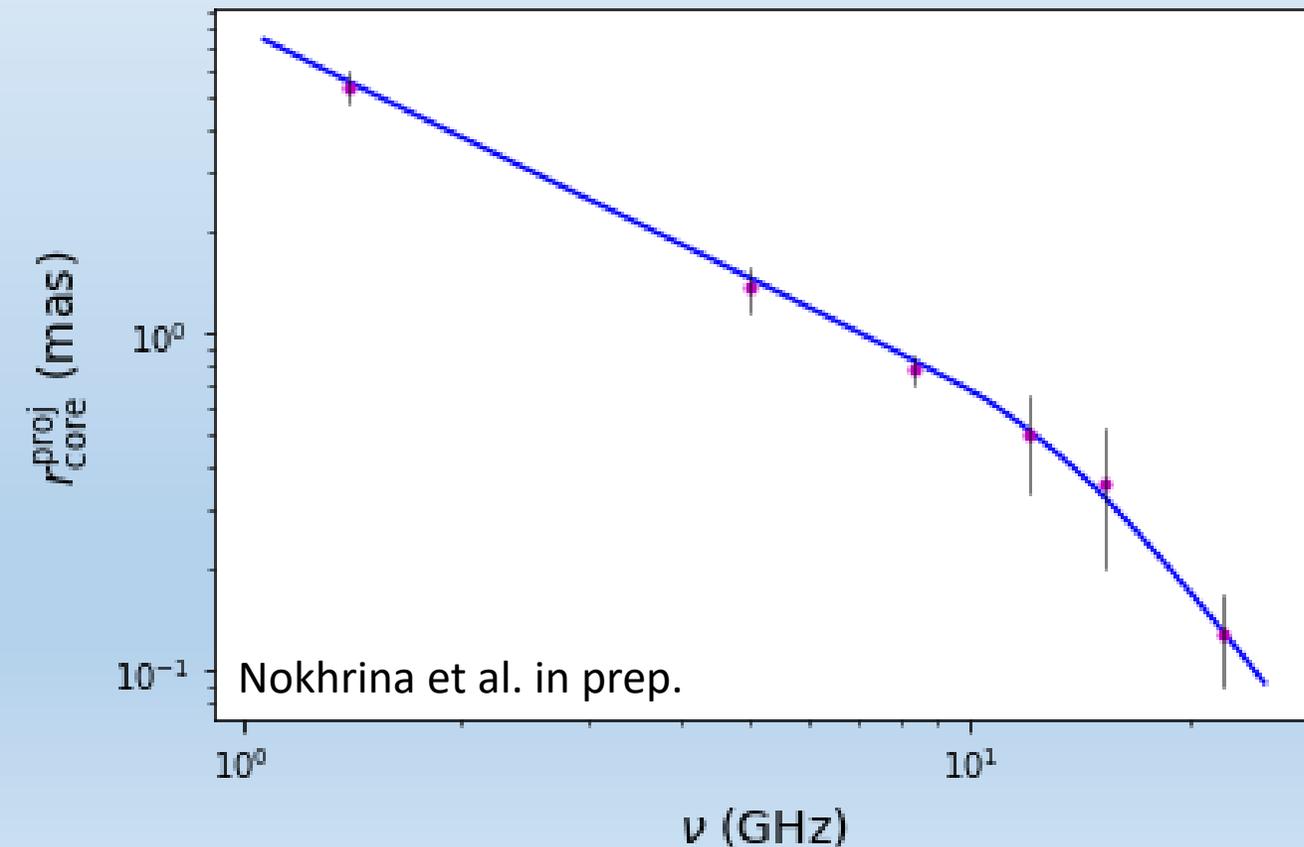
Требуется надежной разрешение места излома

В результате:

- оценки на концентрацию плазмы,
- величину магнитного поля,
- максимально возможный фактор Лоренца в джете

Тестирование на источниках из выборки Sokolovsky et al. 2011

Подана заявка на наблюдения на низких частотах



Излом видимого сдвига ядра

Следующие шаги: построение непрерывной зависимости положения ядра от частоты с использованием магнитогидродинамического моделирования

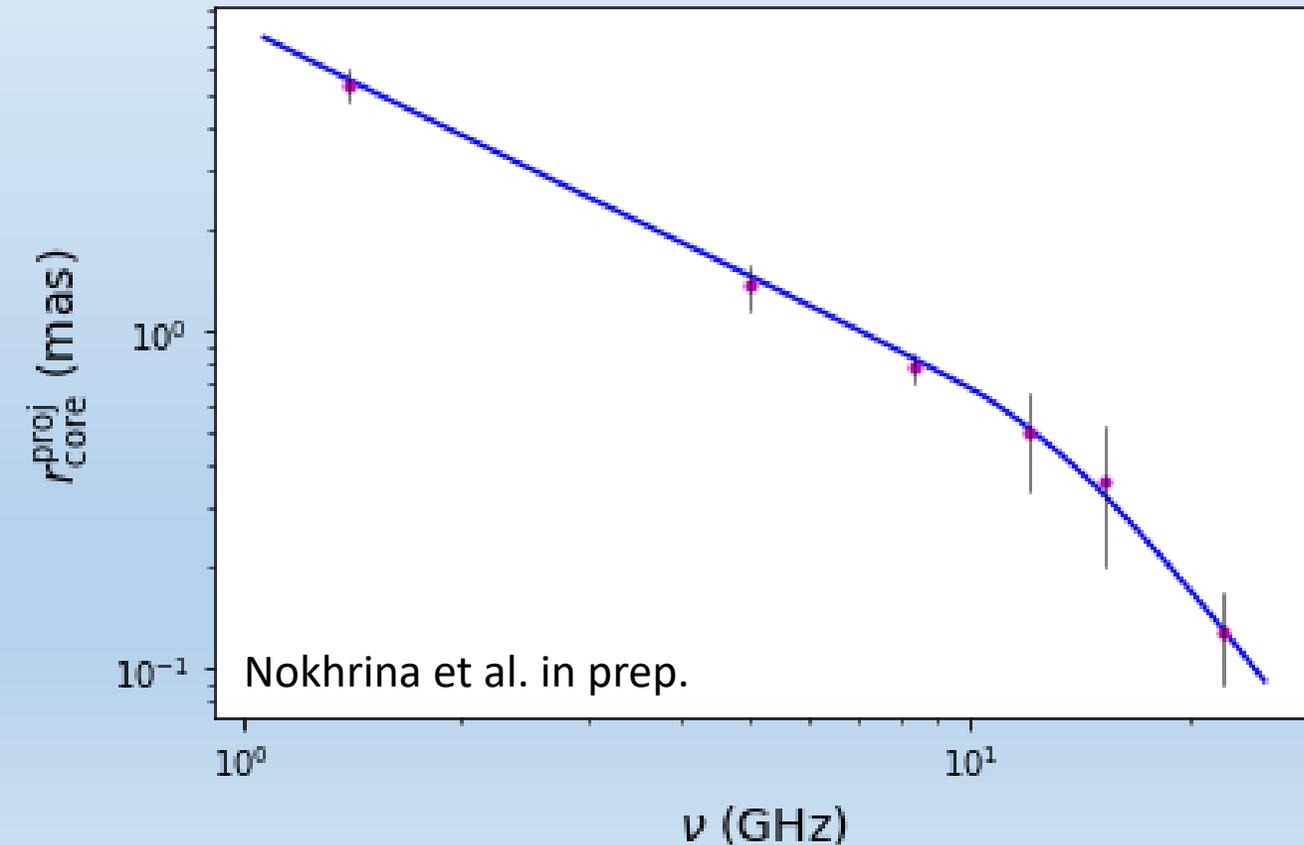
Требуется надежной разрешение места излома

В результате:

- оценки на концентрацию плазмы,
- величину магнитного поля,
- максимально возможный фактор Лоренца в джете

Тестирование на источниках из выборки Sokolovsky et al. 2011

Подана заявка на наблюдения на низких частотах



Сдвиг ядра на разных масштабах: перспективы

- Измерения на высоких частотах: моделирование величины магнитного поля у основания джета – на масштабах порядка от сотни до нескольких сотен гравитационных радиусов. Необходимы как минимум три частоты: 43 (полоса 1, не приоритетная), 86 и 230 (полосы 2 и 3, приоритетные) ГГц для источников на $z \sim 1-2$, можно до 275-373 ГГц (полоса 4, приоритетная) для близких источников.
- Модели – аппарат для вычисления амплитуды магнитного поля по измеренному видимому сдвигу ядра в зависимости от различных условий в джете (форма, ускорение, баланс плотностей энергий излучающей плазмы и магнитного поля).
- Необходимы измерения как на высоких, так и на низких частотах. В случае надежного детектирования области перехода (по три частоты до и после области изменения k_r), возможна оценка положения излома формы:

$$r_{\text{break}} = \frac{1}{\sin \theta} \left(\frac{\Omega_{r\nu 2}^{k_{r2}}}{\Omega_{r\nu 1}^{k_{r1}}} \right)^{\frac{1}{k_{r2} - k_{r1}}}$$

- Ожидаемые результаты:
 - оценки положения области реколлимации (излома формы джета)
 - наиболее точные оценки величины магнитного поля масштабах от 100 до $10^4 - 10^5 r_g$

Сдвиг ядра на разных масштабах: перспективы



Сдвиг ядра на разных масштабах: перспективы

- Измерения на высоких частотах: моделирование величины магнитного поля у основания джета – на масштабах порядка от сотни до нескольких сотен гравитационных радиусов. Необходимы как минимум три частоты: 43 (полоса 1, не приоритетная), 86 и 230 (полосы 2 и 3, приоритетные) ГГц для источников на $z \sim 1-2$, можно до 275-373 ГГц (полоса 4, приоритетная) для близких источников.
- Модели – аппарат для вычисления амплитуды магнитного поля по измеренному видимому сдвигу ядра в зависимости от различных условий в джете (форма, ускорение, баланс плотностей энергий излучающей плазмы и магнитного поля).
- Необходимы измерения как на высоких, так и на низких частотах. В случае надежного детектирования области перехода (по три частоты до и после области изменения k_r), возможна оценка положения излома формы:

$$r_{\text{break}} = \frac{1}{\sin \theta} \left(\frac{\Omega_{r\nu 2}^{k_{r2}}}{\Omega_{r\nu 1}^{k_{r1}}} \right)^{\frac{1}{k_{r2} - k_{r1}}}$$

- Ожидаемые результаты:
 - оценки положения области реколлимации (излома формы джета)
 - наиболее точные оценки величины магнитного поля масштабах от 100 до $10^4 - 10^5 r_g$