

Непрозрачность высокотемпературной плазмы в сильном магнитном поле.

Применение к аккреционным колонкам
рентгеновских пульсаров.

EBERHARD KARLS
UNIVERSITÄT
TÜBINGEN

Валерий Сулейманов

Universität Tübingen, Germany



Виктор Дорошенко, Александр Муштуков,
Игорь Огнев, Klaus Werner

Семинар отдела релятивистской астрофизики
ГАИШ МГУ

21 февраля 2023, Москва

План:

- 1) Введение. Аккрецирующие рентгеновские пульсары (AXPs) высокой светимости и пульсирующие ультра-яркие источники (pULXs).
- 2) Основная проблема: предельная светимость аккреционных колонок. (Вероятно) Ключевая роль непрозрачности плазмы.
- 3) Источники непрозрачности высокотемпературной плазмы в сильном магнитном поле. (Возможно) Важная роль рассеяния на электронно-позитронных парах.
- 4) Планковская и росселандова средние непрозрачности высокотемпературной плазмы в сильном магнитном поле.
- 5) Предельная светимость аккреционных колонок с учетом полученной непрозрачности.

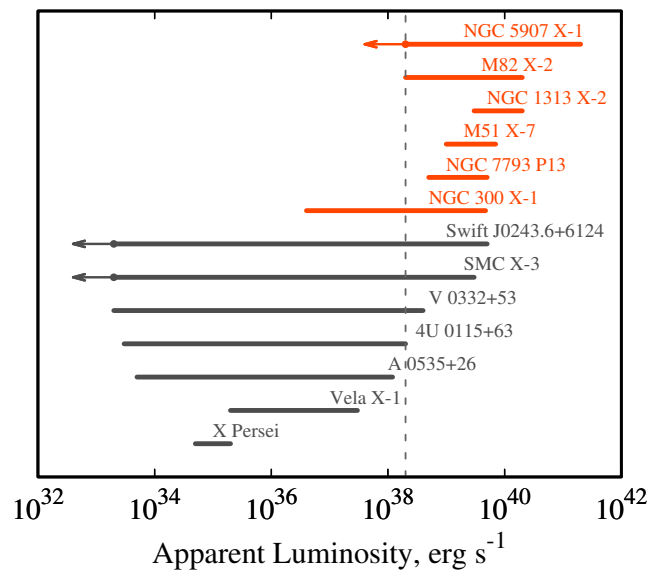
Аккрецирующие рентгеновские пульсары

Молодые тесные двойные рентгеновские системы (HMXBs)

Аккректор: нейтронная звезда с сильным магнитным полем, 10^{11-13} Гс

Донор: звезда ранних спектральных классов, O-B

Некоторые объекты имеют сверх-Эддингтоновскую светимость



Обзор: Муштуков и Цыганков, 2022
arXiv:2204.14185

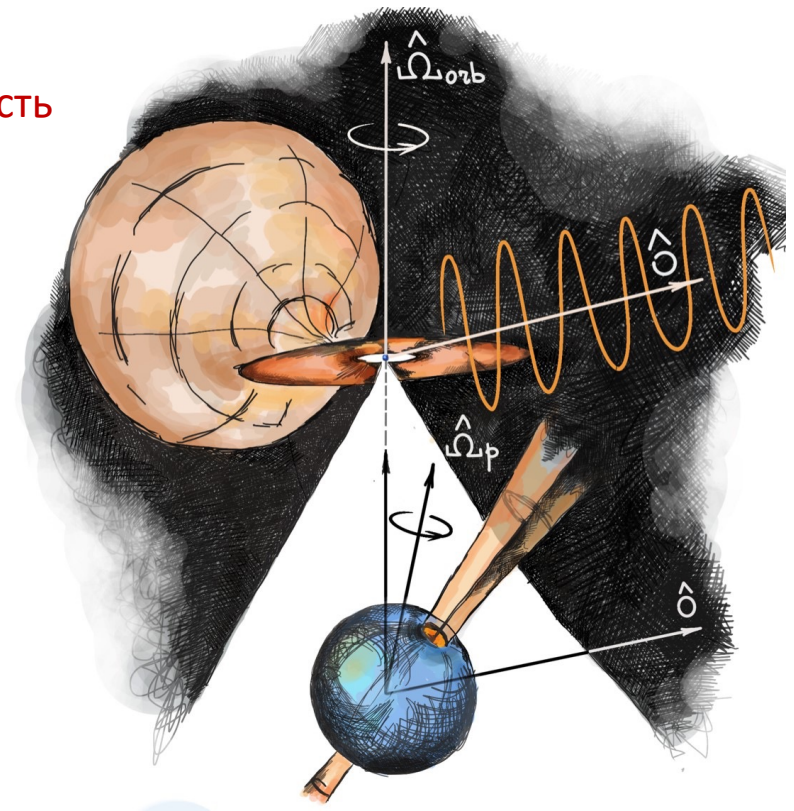


Рисунок А. Муштукова

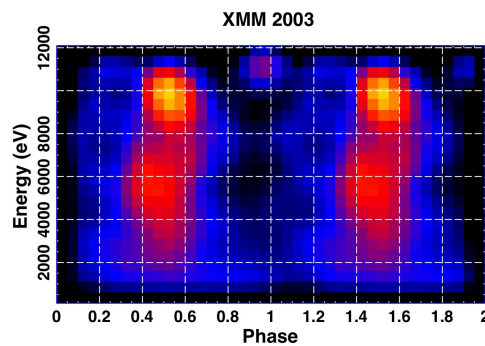
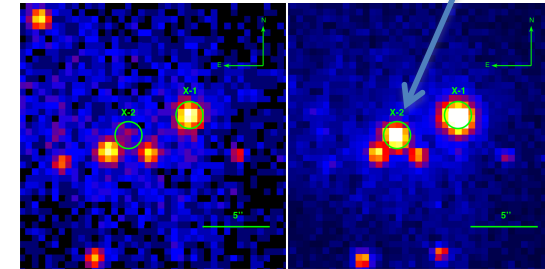
Пульсирующие ультра-яркие рентгеновские источники (pULXs) X-2

ULXs – см. обзор Фабрика и др. 2021

Pulsing ULX M82 X-2

(Bachetti et al., Nature, 2014)

$$L \approx 10^{40} \text{ erg s}^{-1}, \quad P \approx 1.37 \text{ s}$$

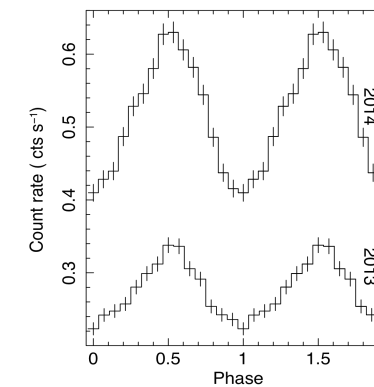


Pulsing ULX in NGC 5907
(Israel et al., Science 2017)

$$L > 10^{41} \text{ erg s}^{-1}, \quad P \approx 1.43\text{-}1.13 \text{ s}$$

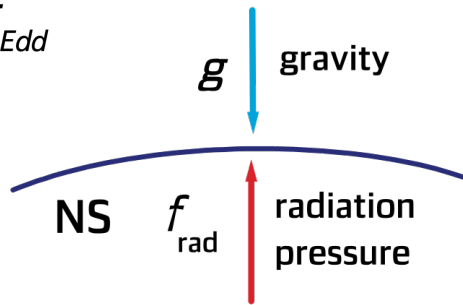
Pulsing ULX in NGC 7793 P13
(Israel et al., MNRAS 2017)

$$L > 2 \cdot 10^{39} \text{ erg s}^{-1}, \quad P \approx 0.42 \text{ s}$$



Сверх-Эддингтоновский поток излучения. Важность магнитного поля.

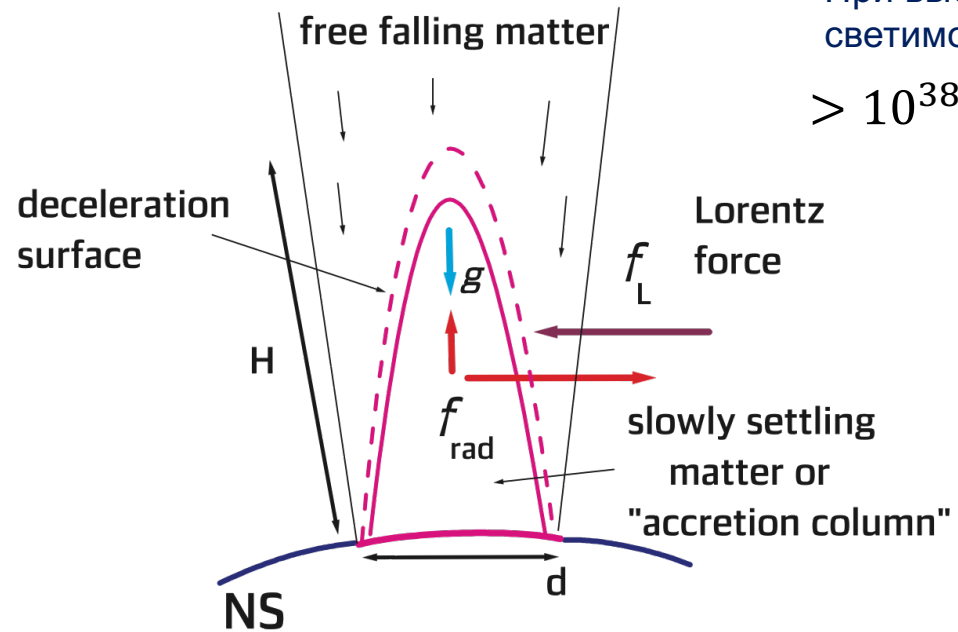
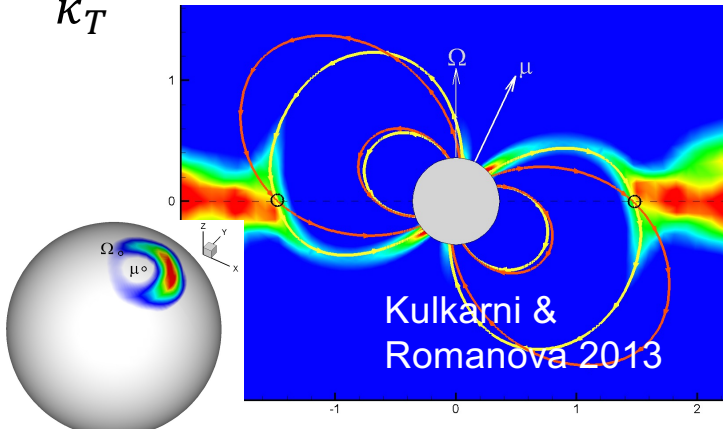
Эддингтоновский поток излучения F_{Edd}
 $f_{rad} = g$



Eddington luminosity

$$L_{Edd} = \frac{4\pi GMc}{0.2(1+X)} \approx 1.4 \times 10^{38} \frac{M}{M_{\odot}} \text{ erg/s}$$

κ_T



При высоких светимостях
 $> 10^{38} \text{ erg/s}$

Сила Лоренца существенно выше силы тяжести

$$f_L \gg g \rightarrow F \gg F_{Edd}$$

Разнообразие моделей аккреционных колонок

Basko & Sunyaev 1976

Basic ideas,
first numerical models

Wang & Frank 1981

First 2D simulations

Lyubarskij & Sunyaev 1988

Physics of accretion
column structure

Becker & Wolff 2007 +

Spectra

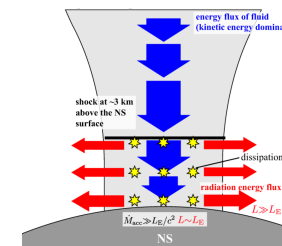
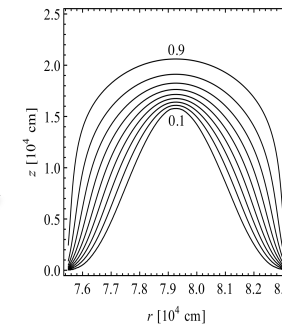
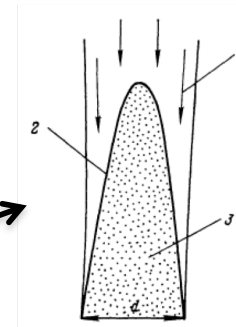
Postnov et al. 2015

2D(3D) models, diffusion approximation
for radiation transfer

Gornostaev 2021

Kawashima et al 2016 +

2D radiation-hydrodynamic
simulations



Неустойчивость „фотонных пузырей“ „Photon bubble“ instability, Arons 1992

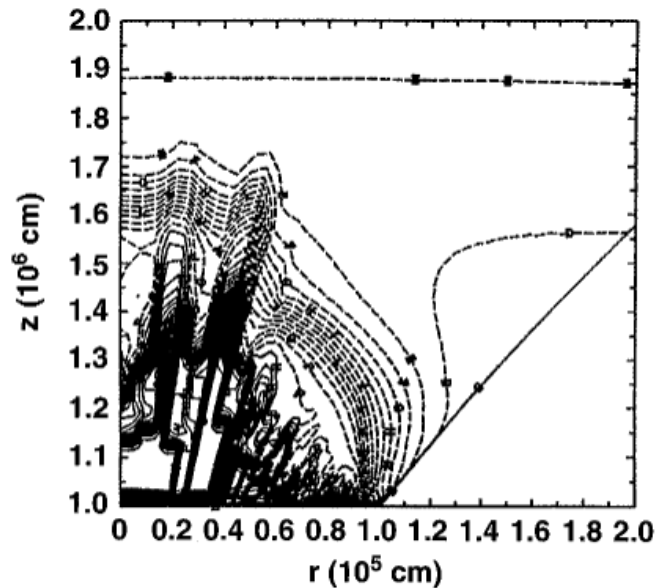
Неустойчивость оптически толстой радиационно-доминированной плазмы в присутствии сильного магнитного поля, параллельного силе тяжести

2D axisymmetric radiative relativistic MHD simulations

QPOs 2-10 kHz

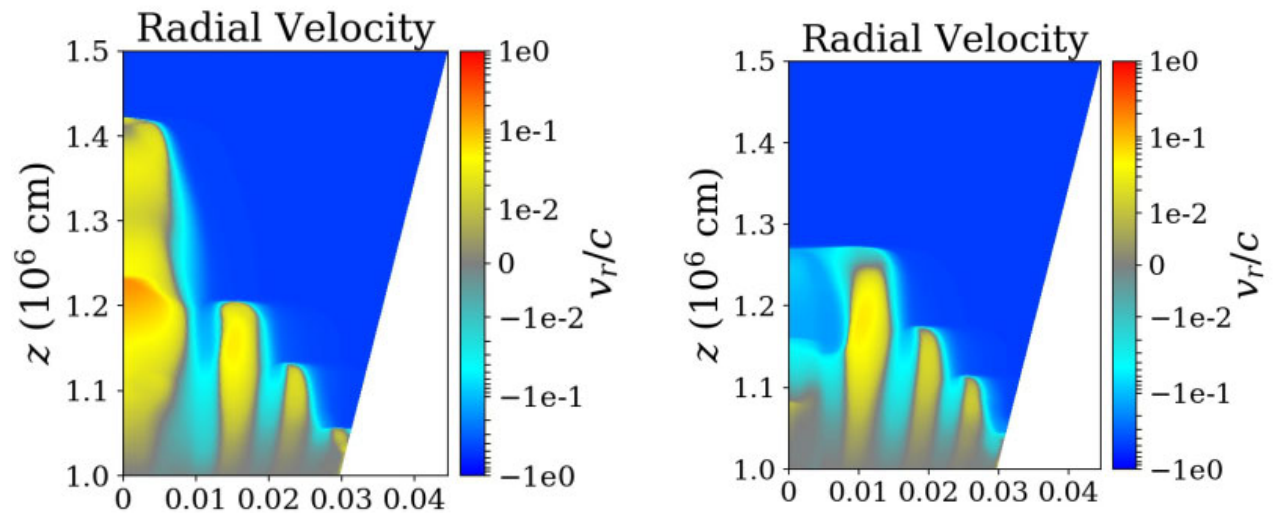
$$L = 3 \times 10^{37} \text{ эрг/с} \quad v_{up} \sim 0.1c$$
$$B = 3 \times 10^{12} \text{ Гс}$$

QPO ~ 2 kHz



Klein, Arons, + 1996

$$\dot{M} = 1.25 \times 10^{17} \text{ g/s}, \quad \Delta t = 7 \times 10^{-5} \text{ s}$$
$$B = 10^{11} \text{ Гс}$$



Zhang, Blaes, Jiang 2023

Аккреционная колонка, поддерживаемая давлением излучения

Основные предположения

На основе модели, предложенной Lubarsky & Sunyaev 1988

Гидростатическое равновесие по вертикали

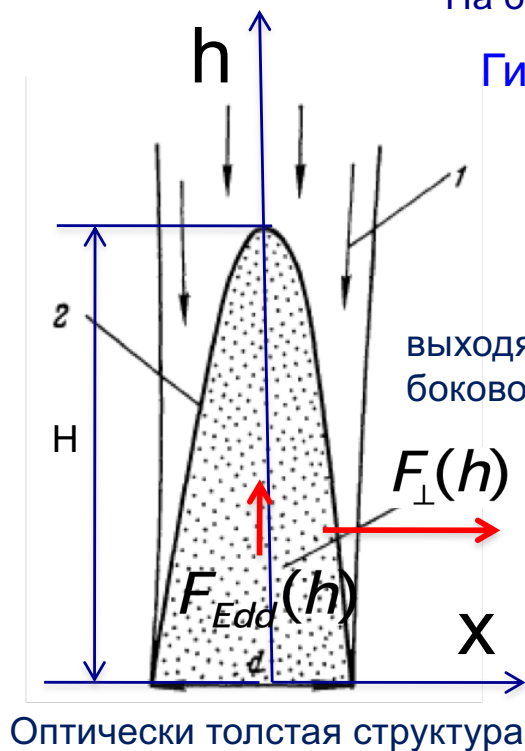
$$F_{\parallel}(h) = F_{Edd}(h), \quad P_{tot} \approx P_{rad} \approx \frac{\epsilon_{rad}}{3} = \frac{aT^4}{3}$$

$$\frac{dP_{rad}(h)}{dh} = -\rho \frac{\kappa_{\parallel} F_{Edd}(h)}{c}$$

Диффузия излучения по горизонтали

$$\frac{d\epsilon_{rad}(x, h)}{dh} = -3\rho \frac{\kappa_{\perp} F_{\perp}(x, h)}{c}$$

магнитные непрозрачности

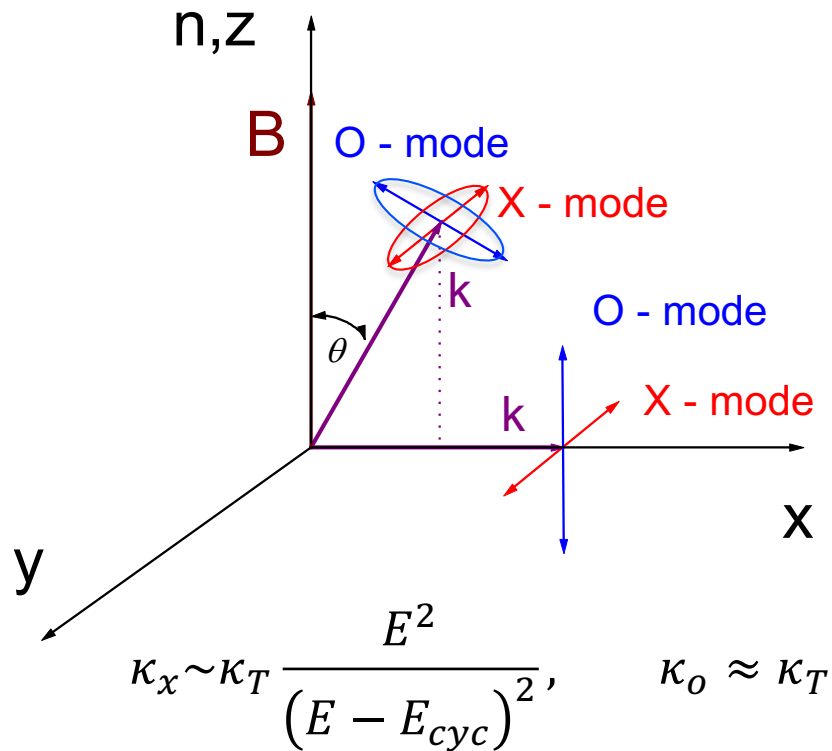


Простейшее предположение

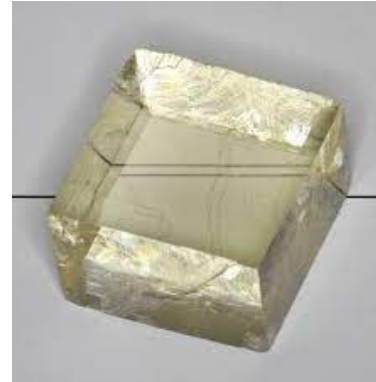
$$F_{\perp}(x, h) = \frac{2x}{d} F_{\perp}(h)$$

Непрозрачность плазмы в сильном магнитном поле.

Описание переноса излучения в приближении двух мод (вместо параметров Стокса)



Плазма в сильном магнитном поле является двулучепреломляющей средой, подобно кристаллу кварца, если $E < E_{cyc}$



Photon energy $E = h\nu$

Cyclotron energy

$$E_{cyc} = \frac{\hbar e B}{m_e c} \approx 11.6 \left(\frac{B}{10^{12} G} \right) keV$$

Росселандовы средние непрозрачности

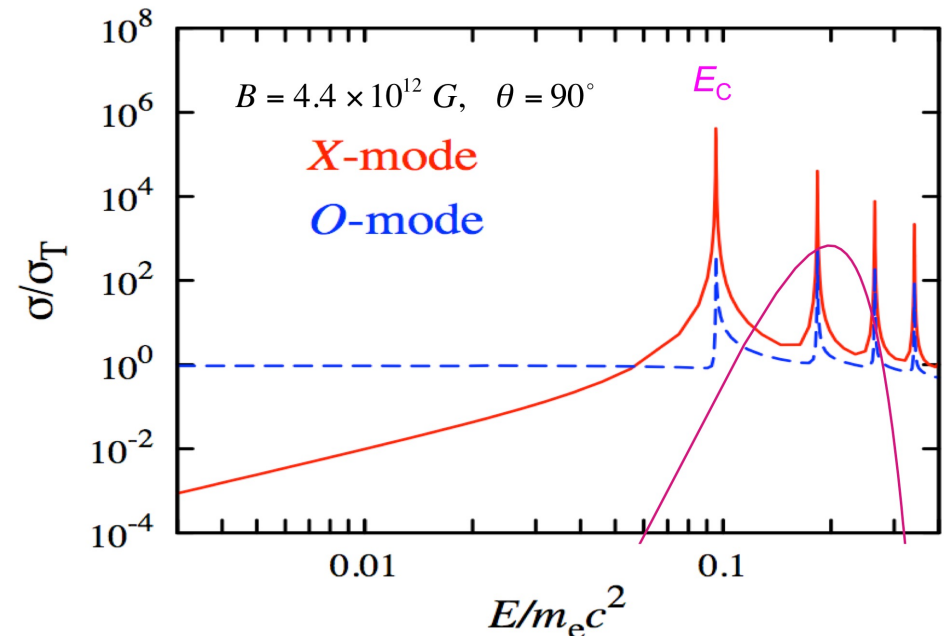
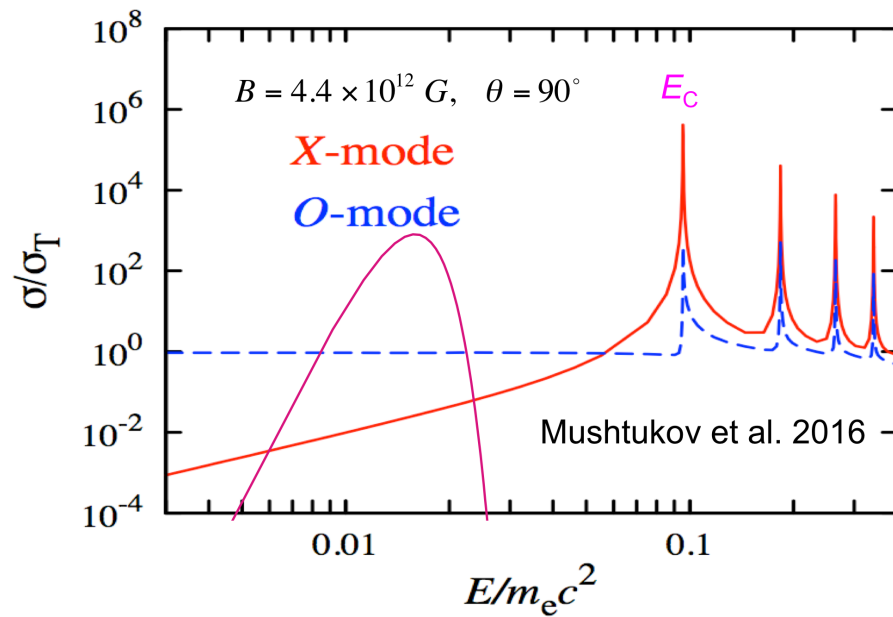
Результат зависит от соотношения между температурой и напряженностью поля

$$\kappa_R = \int_0^\infty \frac{dB_E}{dT} dE \left(\int_0^\infty \frac{1}{\kappa_E} \frac{dB_E}{dT} dE \right)^{-1}$$

Правильное выражение для росселандова среднего поперек поля можно найти в статье Mushtukov et al. 2015

$$k_B T \ll E_{\text{сус}} \rightarrow \kappa_\perp \ll \kappa_T$$

$$k_B T \geq E_{\text{сус}} \rightarrow \kappa_\perp \approx \kappa_T$$



Важность геометрии аккреционного потока

$$L \approx 40 \left(\frac{l/d}{50} \right) \left(\frac{\kappa_T}{\kappa_{\perp}} \right) f(H/R) L_{Edd}$$

Оценка светимости колонки по Basko & Sunyaev 1976

l - длина аккреционной арки

d - толщина аккреционной арки

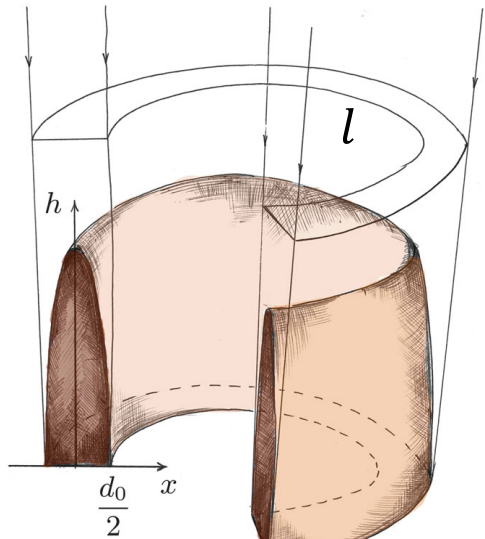


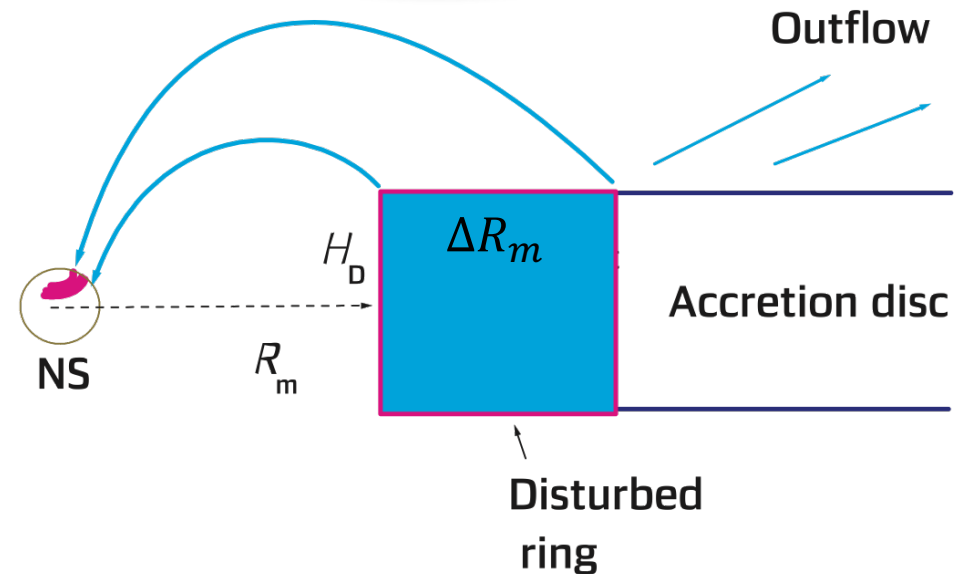
Рисунок А. Муштукова (2015)

Использованное предположение

$$\Delta R_m \approx H_D \quad \text{Becker et al. 2012}$$

Однако, при высоких светимостях (зона А)

$$\Delta R_m \approx H_D \approx R_m \quad ?$$



Численная (псевдо) двумерная модель.

Цель – найти светимость L аккреционной колонки заданной высоты H при данном магнитном поле $B_{surf} \equiv B$

Квази-дипольная геометрия $B(h) = B_{surf} \left(\frac{R+h}{R} \right)^{-3}$

Закон сохранения массы $\dot{M} = 2ld \left(\frac{R+h}{R} \right)^3 \rho v$

Площадь сечения аккреционного канала

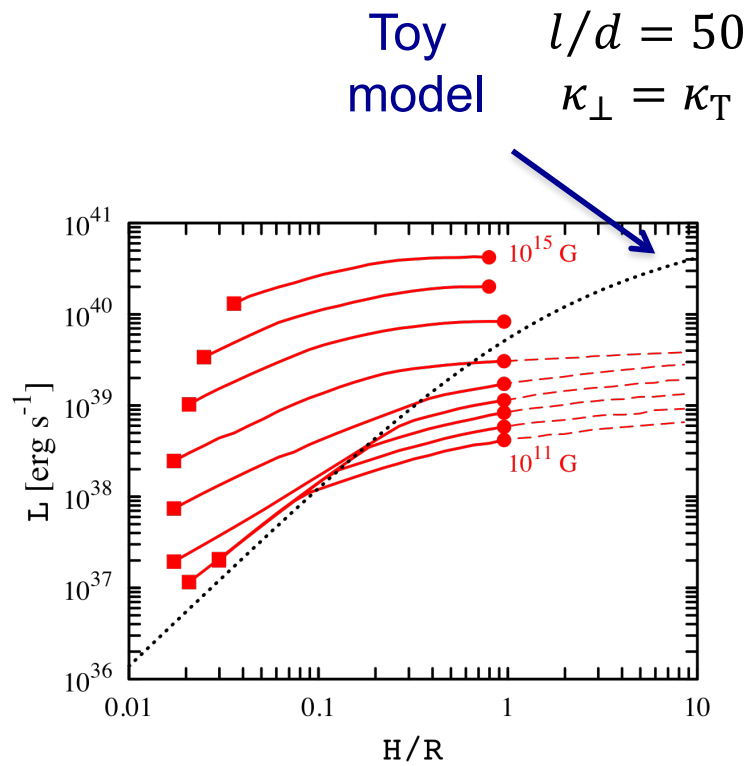
Профиль скорости по вертикали $v(h) = v_0 \left(h/H \right)^\xi, v_0 = v_{ff}(H)/7$

$\xi = [1 \div 5]$ Wang & Frank 1981 $\xi = 5$ Basko & Sunyaev 1976

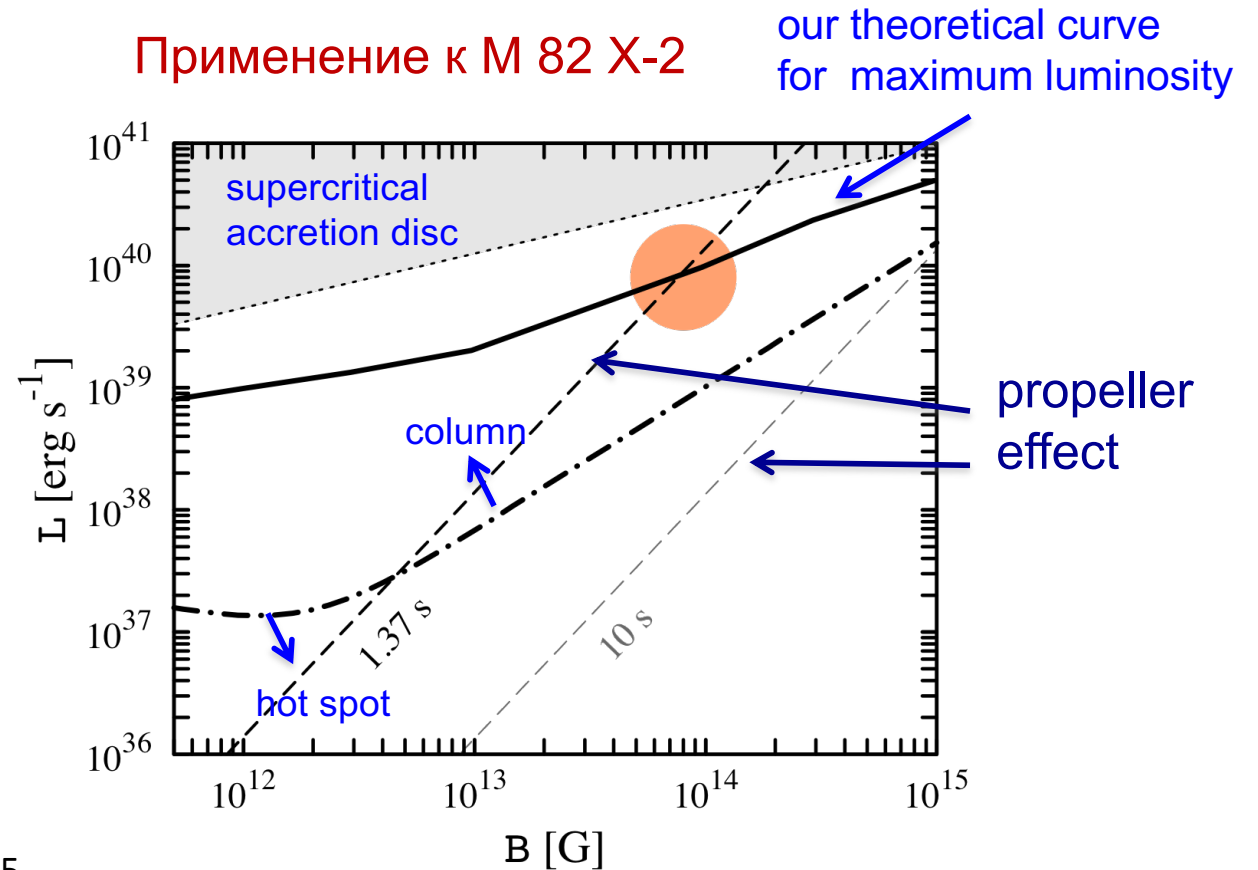
$\xi = 0$ Mushtukov et al. 2015

Двойная итерационная схема,
поскольку κ_{\perp} зависит от температуры и плотности

Рост максимальной светимости с увеличением B



From Mushtukov et al. 2015

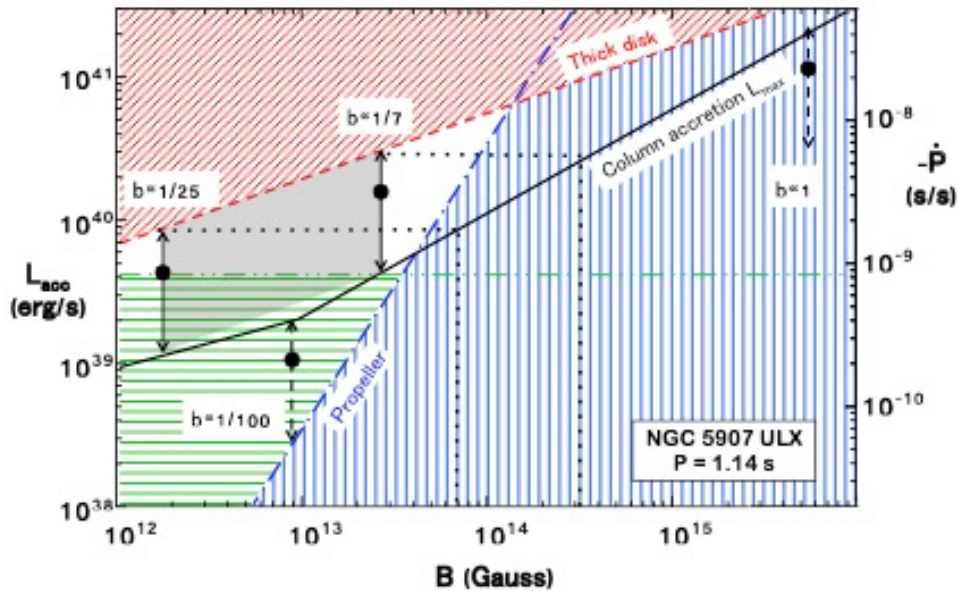


Проблемы

Светимость рULX в NGC 5507 столь велика $L > 10^{41}$ эрг/с, что наша модель требует экстремального поля $B > 10^{15}$ Гс + много другой критики, King et al. 2023

Предложенные решения
 Beaming (неизотропность излучения)
 Мультипольные компоненты поля с

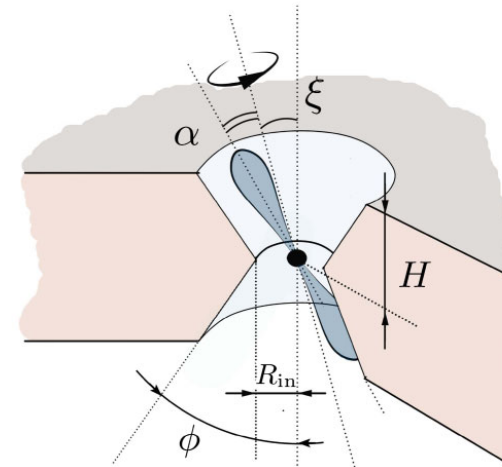
$$B_{mult} \gg B_{dip}$$



Israel et al. 2017

Однако

Пульсации могут быть видны лишь при не слишком большой предполагаемой неизотропности излучения, Mushtukov et al. 2021, 2023



Геометрия аккреции: проблема снята?

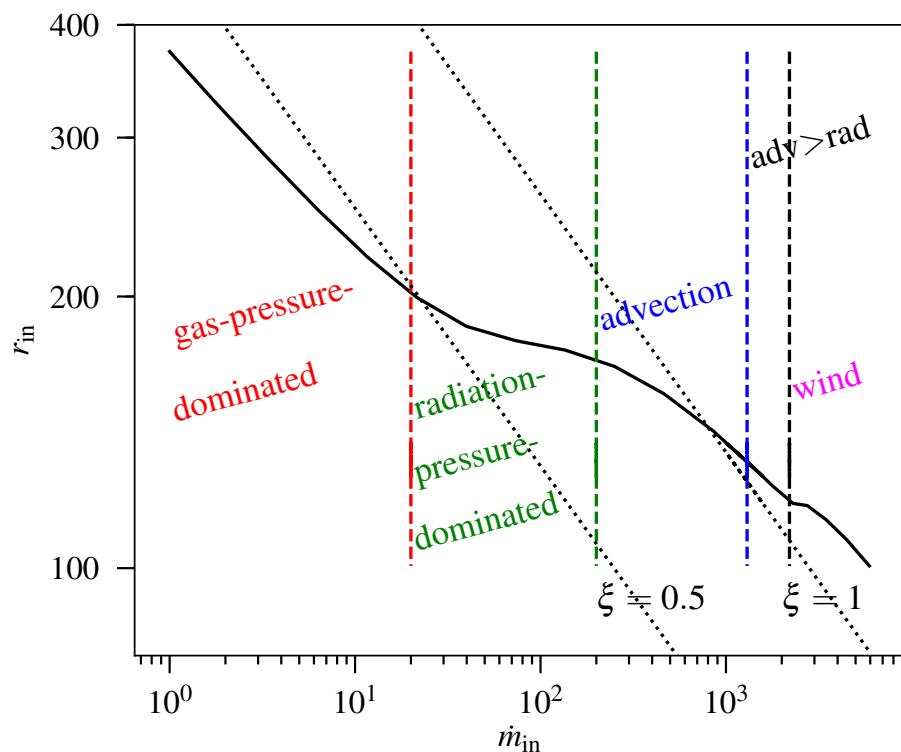


Рисунок из статьи Chashkina et al. 2019

Chashkina et al. 2017, 2019 показали, что радиус магнитосферы при преобладании в диске давления излучения (зона А) слабо зависит от темпа аккреции, не как радиус Альвена. Это значит, что большой темп аккреции не обязательно ведет к эффекту пропеллера при относительно слабых полях.

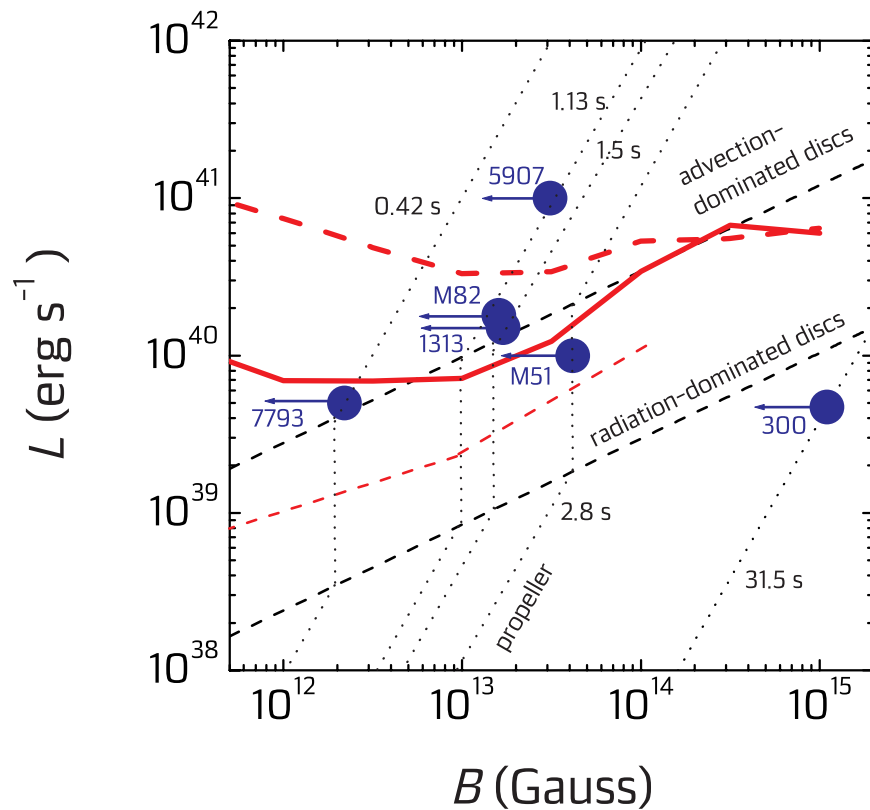
Толщина аккреционного потока

$$\Delta R_m \ll H_D \approx R_m$$

$$\Delta R_m / H_D \approx 0.1 \quad \begin{array}{l} \text{Basko \& Sunyaev 1976} \\ \text{Biece et al. 2021} \end{array}$$

Уменьшение толщины аккреционной арки d ведет к увеличению светимости

Учет рассеяния на электронно-позитронных парах ограничивает светимость колонки при сверхсильных магнитных полях



Главное ограничение на величину магнитного поля следует из нового условия на режим пропеллера, результат полученный в работе Чашкиной и др. 2019

Новые максимальные светимости колонок (красные кривые) получены с новыми ограничениями на геометрию потока, новыми непрозрачностями и дополнительной параметризацией исходной модели.

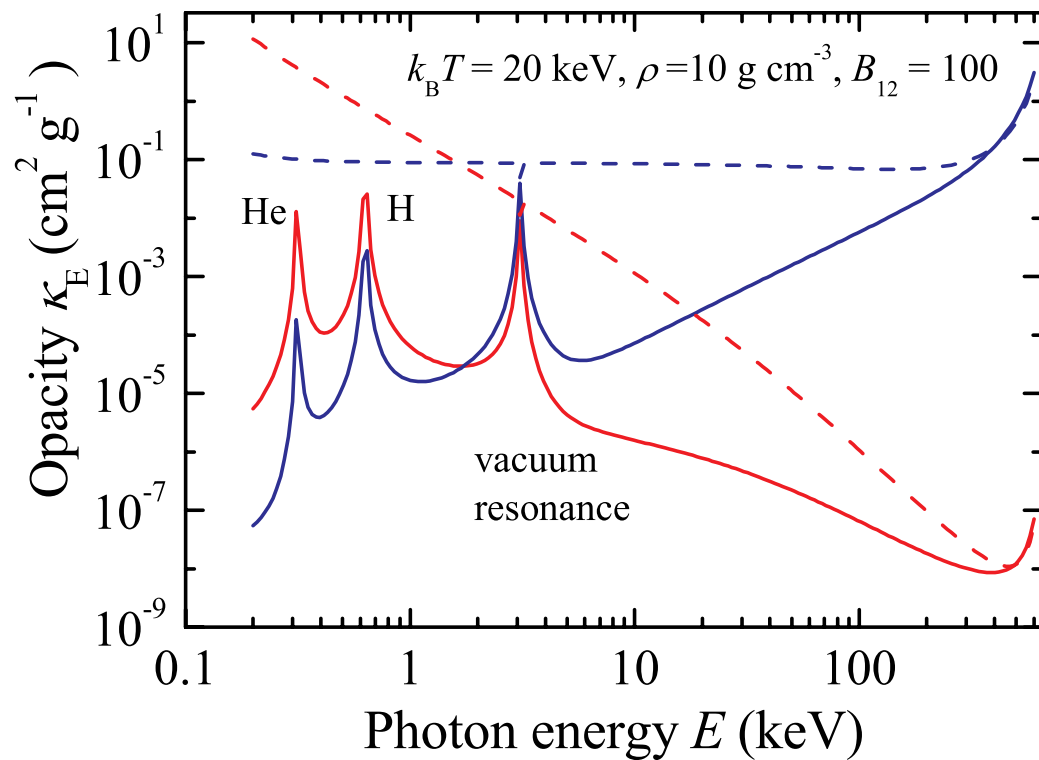
Рисунок из Suleimanov et al. 2022 (arXiv:2208.14237)

Непрозрачность. Предположения

1. Предполагается полная ионизация и солнечное содержание H и He, тяжелых элементов нет.
2. Плазма предполагается разреженной, $E > E_p \approx 0.12 \sqrt{n_e/10^{25}} \text{ keV}$.
3. Используется приближение холодной плазмы при $E \ll E_{cyc} \approx 11.6 B/10^{12} \text{ keV}$.
4. Используются приближенные выражения для непрозрачности в циклотронной линии и гармониках согласно Pavlov et al. 1980.
5. Учтено влияние поляризации вакуума согласно Potekhin et al. 2004, van Adelsberg & Lai 2006 при $E < E_{cyc}$ и Pavlov et al. 1980; Melroze & Zheleznyakov 1981 в циклотронной линии и гармониках.
6. Концентрация электронно-позитронных пар рассчитывалась в предположении термодинамического равновесия в нерелятивистском пределе согласно Kaminker & Yakovlev 1993.
7. Учтена непрозрачность за счет двух-и однофотонного (в сильном поле) рождения пар

Подробное описание см. в статье Suleimanov et al. 2022

Непрозрачность в континууме на энергиях ниже циклотронной



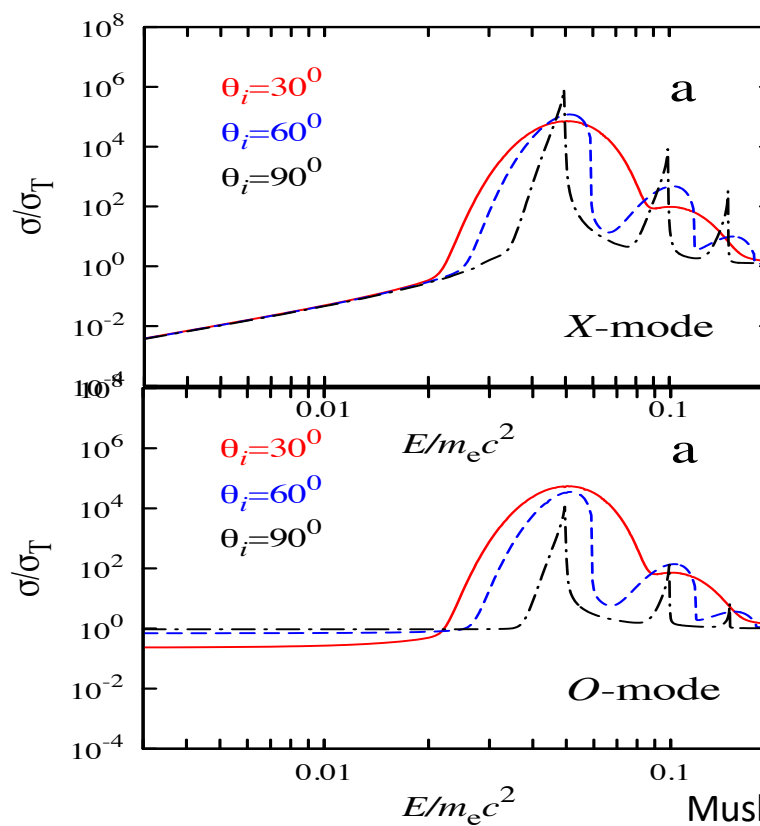
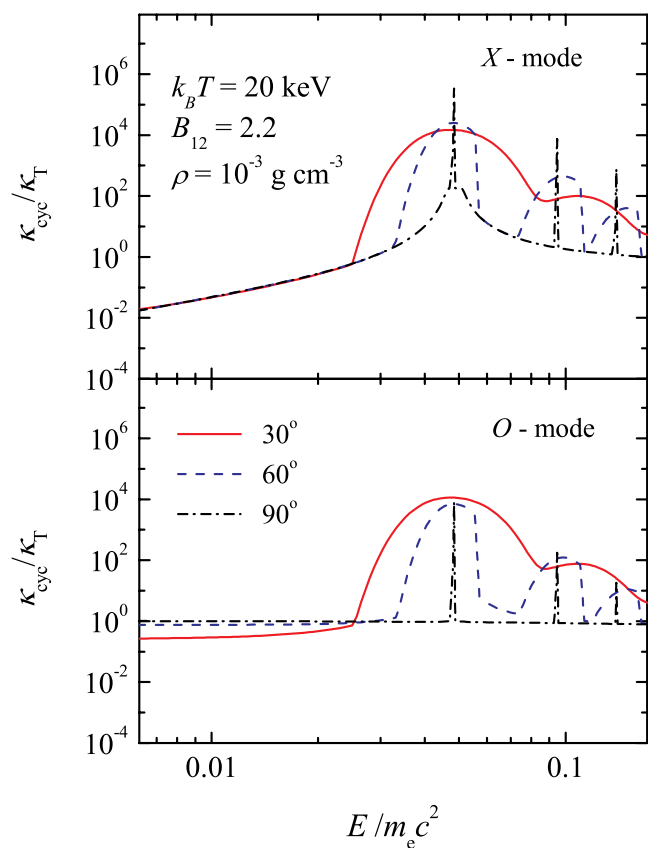
Красные кривые –
тормозное поглощение

Синие кривые –
рассеяние на электронах.

Сплошные кривые – X-мода,
Штриховые – O-мода

Непрозрачность в циклотронной линии и гармониках

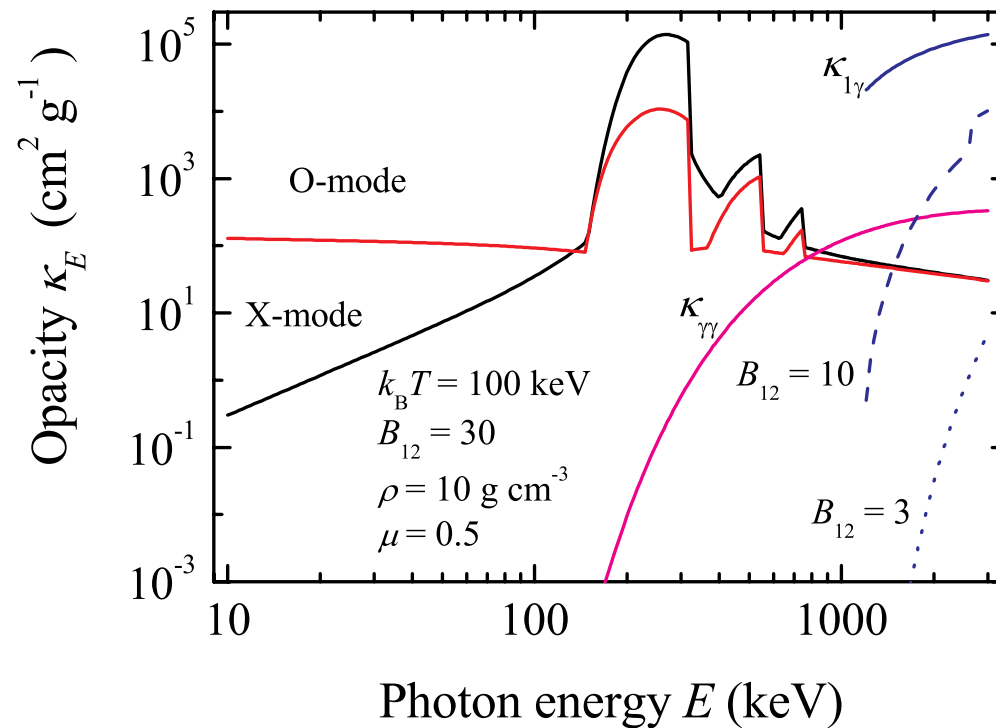
Непрозрачности из Pavlov et al. 1980 модифицированы введением дополнительных релятивистских поправок, точной зависимости положения гармоник от угла к магнитному полю и релятивистского обрезания ширины доплеровского ядра со стороны высоких энергий по Schwarm et al. (2017).



Mushtukov et al.. 2016

Общая непрозрачность при высоких температурах

Вклад электронно-позитронных пар значительно повышает общую непрозрачность.
Вклад в непрозрачность процессов, рождающих пары, сравнительно невелик.



Электронно-позитронные пары в термодинамическом равновесии.
 Нерелятивистское приближение. Влияние закритического магнитного поля.
 Использовался подход, описанный в работе Каминкера и Яковлева, 1993

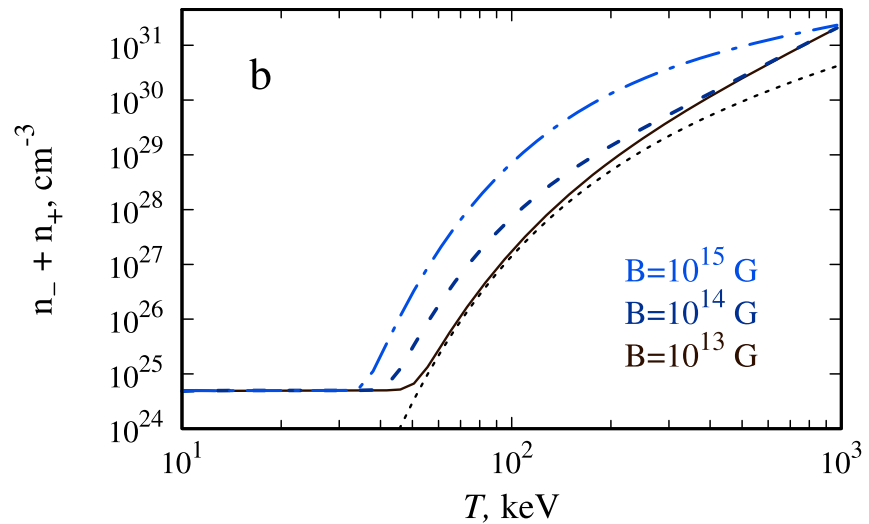
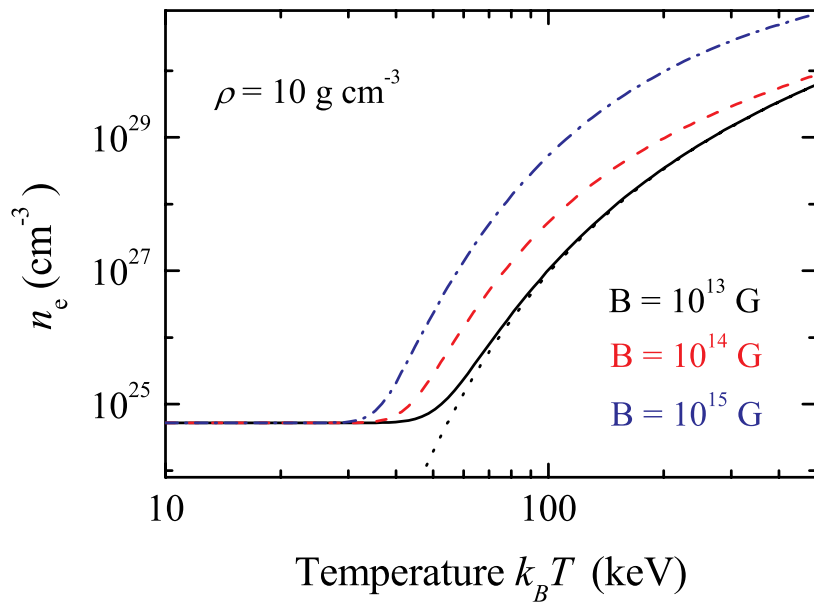
$$E_{cyc} = m_e c^2 \rightarrow B_{cr} = m_e^2 c^3 / \hbar e \approx 4.414 \times 10^{13} \text{ G} \quad \text{Критическое или Швингеровское поле}$$

$$n_{e^+}^0 + n_{e^-}^0 = \frac{1}{2\pi^3 \lambda_C^6} e^{-2/t_r t_r^3}, \quad \lambda_C = \frac{\hbar}{m_e c},$$

$$t_r = \frac{k_B T}{m_e c^2}.$$

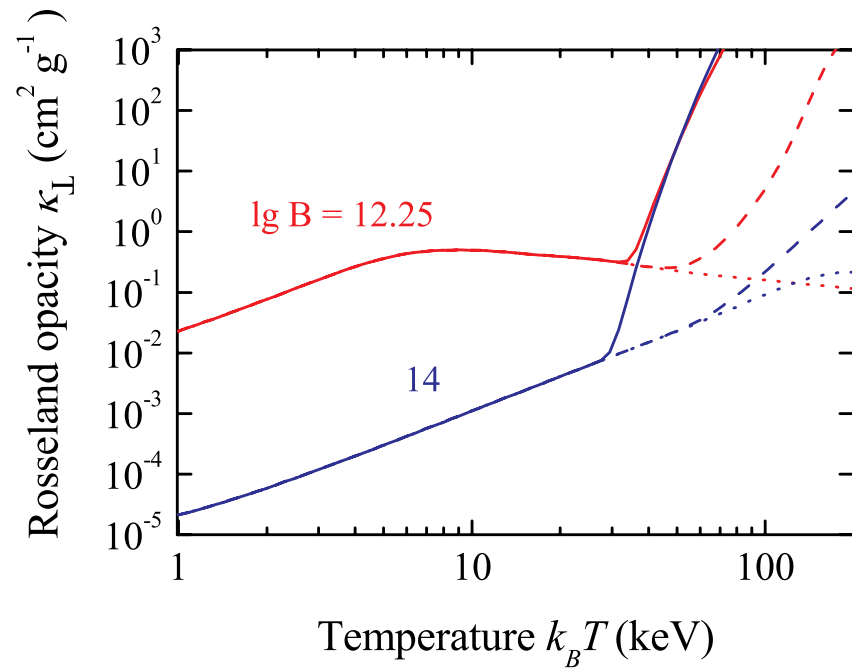
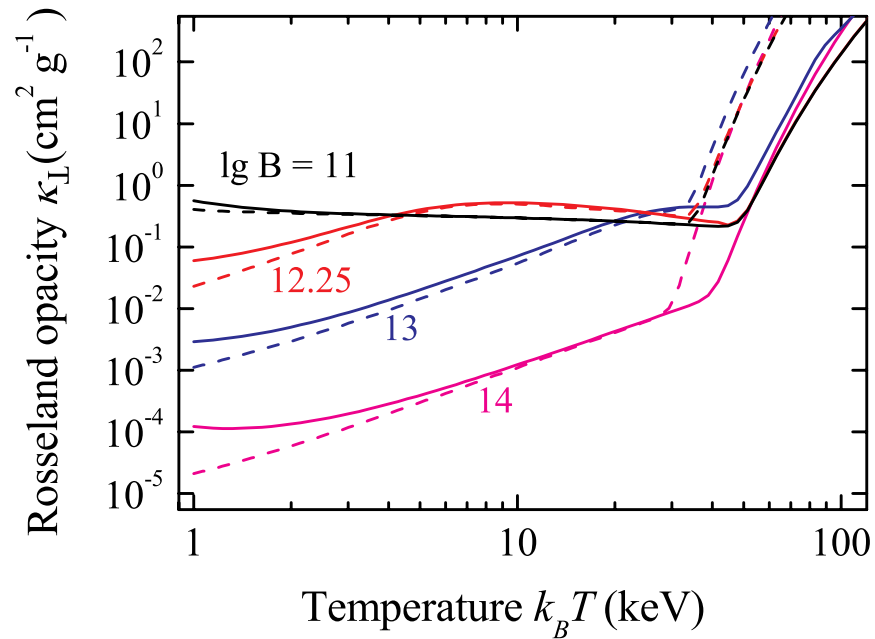
$$n_{e^+}^B + n_{e^-}^B \approx n_{e^+}^0 + n_{e^-}^0 - \Delta b^2 (1 + 0.306 t_r) \coth^2 \left(\frac{\Delta b}{1 + 2.6 t_r} \right)$$

$$\Delta b = \frac{E_{cyc}}{2 k_B T} = \frac{\hbar e B}{m_e c} \cdot \frac{1}{2 k_B T}$$



Mushtukov, Ognev, Nagirner 2019

Росселандова непрозрачность поперек поля. Примеры.



Сплошные кривые – $\rho = 10 \text{ g/cc}$,
 Штриховые – $\rho = 0.1 \text{ g/cc}$,

Штриховые кривые – нет пар в ТР,
 но учтена непрозрачность за счет рождения пар
 Пунктирные кривые – пары не учитываются
 вообще. $\rho = 0.1 \text{ g/cc}$

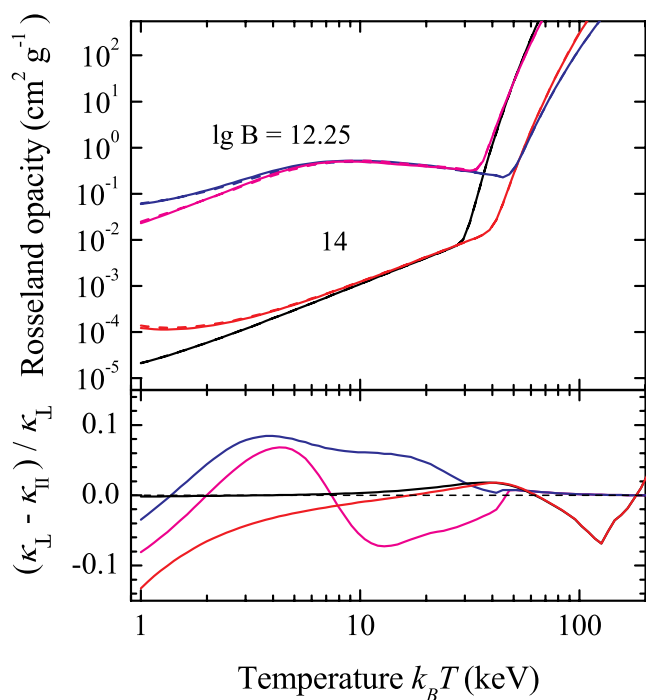
Росселандова непрозрачность. Таблицы.

Значения магнитного поля $\lg B = 10.5, 11, 11.5, 11.75, 12, 12.25, 12.5, 12.75, 13, 13.25, 13.5, 14, 14.5, 15$

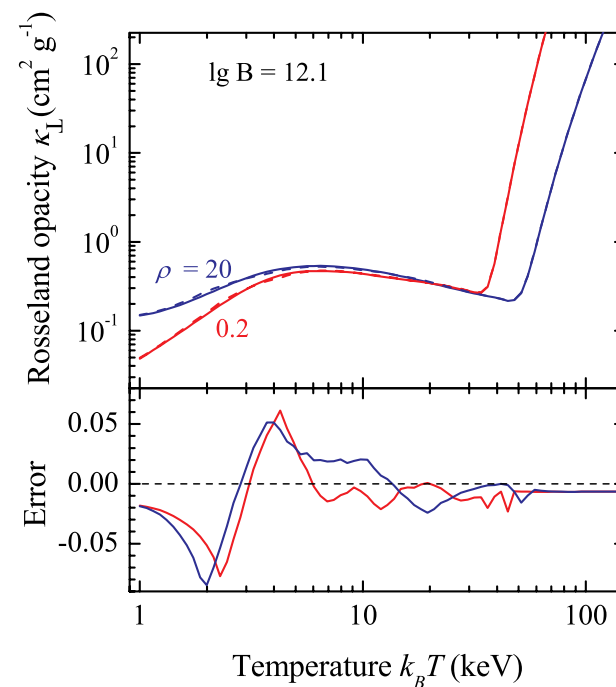
Температура $\lg T_{keV}$ от 0 до 2.52 с шагом 0.03 (85 значений); Плотность $\lg \rho$ от -6 до 3 с шагом 0.5 (19 значений)

[arXiv:2210.09995](https://arxiv.org/abs/2210.09995)

https://github.com/alexandermushtukov/RT_mag_opacity



Сравнение непрозрачностей вдоль (штрихи) и поперек поля

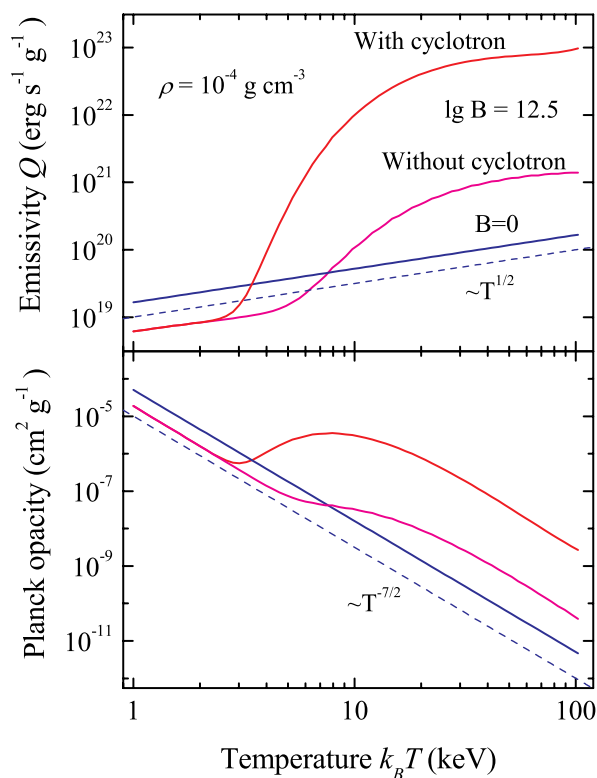


Точность интерполяции

Планковская непрозрачность вдоль поля. Примеры.

$$\kappa_P B = \int (\kappa_{f-f} + \mathcal{P} \kappa_{cyc}) B_E dE$$

Скорость потери энергии на единицу массы

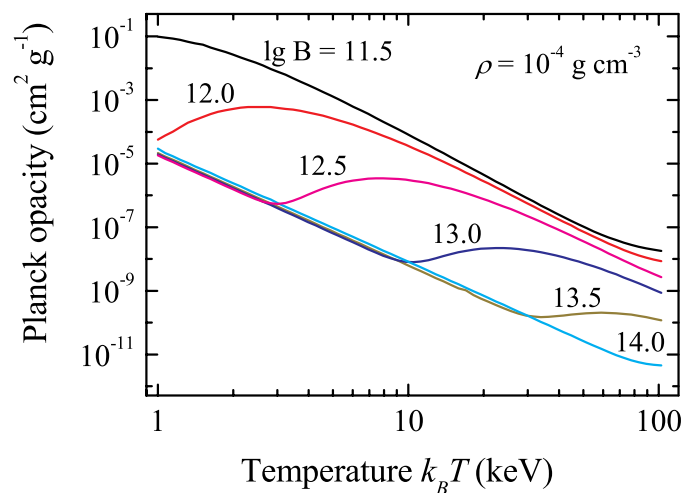


Главная проблема

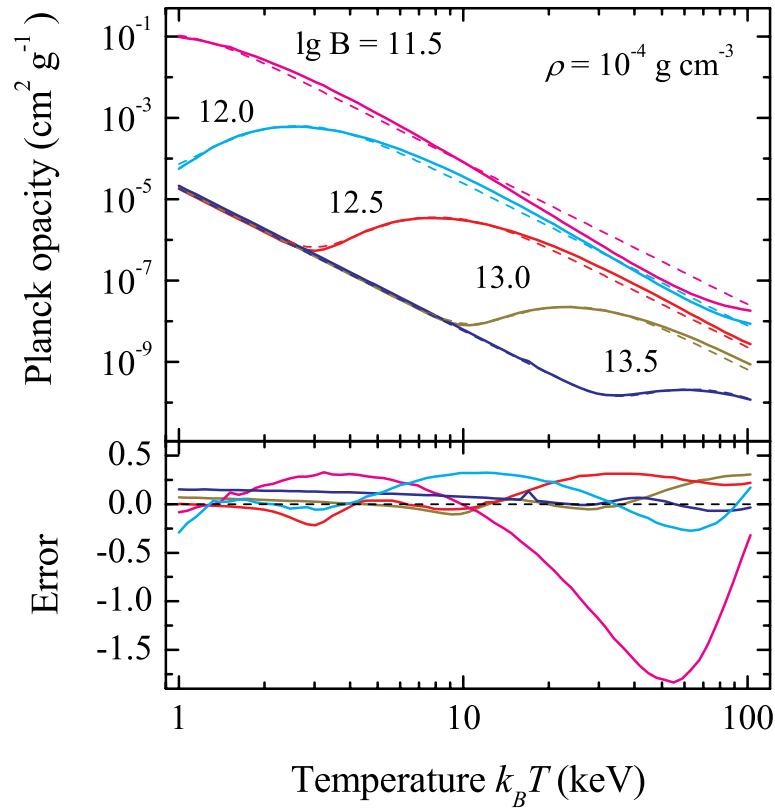
Какова вероятность \mathcal{P} , что фотон не рассеется, а поглотится при циклотронном взаимодействии

$$\mathcal{P} = \frac{\nu_{ei}}{\nu_{er} + \nu_{ei}} \quad \text{по Pavlov, Mitrofanov, Shibano 1980}$$

$$\mathcal{P} \approx 1.3 \times 10^{-23} \frac{n_{\text{ion}}}{T_{\text{keV}}^{1/2} E^3} \left[1 - \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) \right].$$



Планковская непрозрачность вдоль поля. Аппроксимация.



Точность аппроксимации

Аппроксимационная формула

$$\tilde{k}_{\parallel} = 0.36 k_0 \left(1 + A_{\text{cyc}} \left(1 - \exp \left[-\frac{k_B T}{0.1 E'_{\text{cyc}}} \right] \right)^{13.4} \right),$$

Планковская непрозрачность при нулевом поле

$$k_0 = 0.5058 \rho T_{\text{keV}}^{-3.5},$$

Аппроксимационные параметры

$$E'_{\text{cyc}} = m_e c^2 \left(\sqrt{1 + 2 \frac{B}{B_{\text{cr}}}} - 1 \right).$$

$$A_{\text{cyc}} \approx 4240 B_{12}^{-1.06}.$$

Планковская непрозрачность плазмы в сильном магнитном поле.

Кирилл Юрьевич
Еськов

Применять с
осторожностью,
беречь от детей
!



Причина: плазма практически всегда оптически толстая вблизи циклотронной энергии

Модификация модели колонки

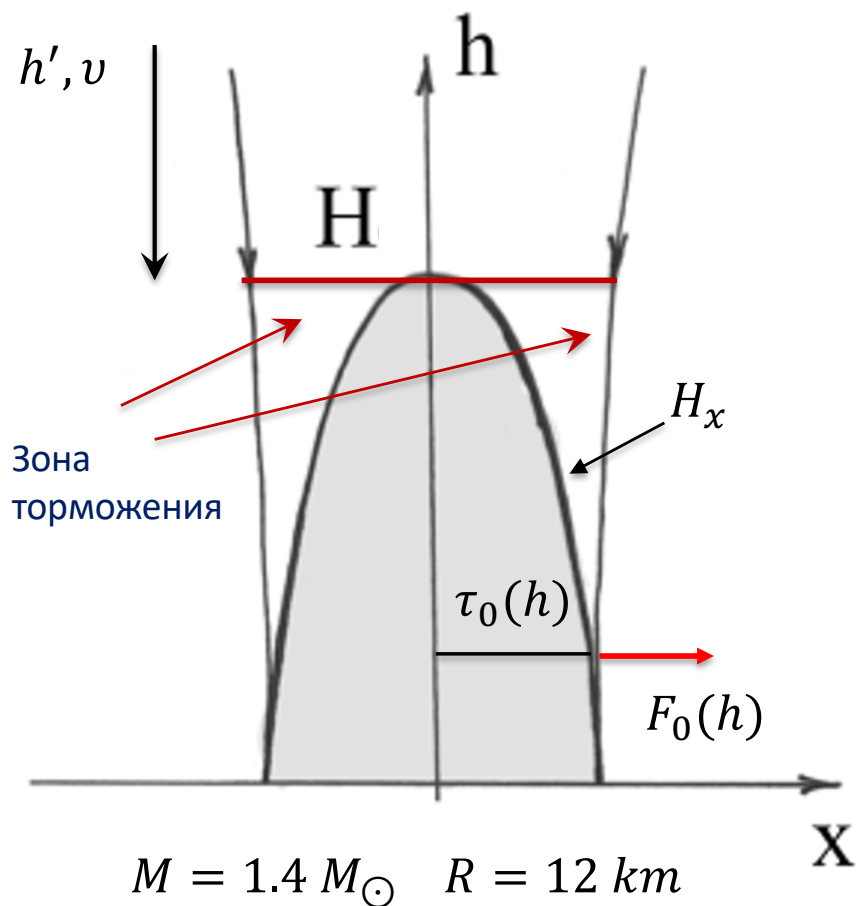
1. Геометрия. Используется (довольно приближительная) аппроксимация результатов Chashkina et al. 2019 для величины радиуса магнитосферы.
2. Геометрия. Параметризована относительная толщина аккреционной занавески вблизи радиуса магнитосферы $\Delta R_m = z_d R_m$, $z_d \geq 0.1$.

3. Гидростатическое равновесие по вертикали

$$\frac{dP}{dh} = -\frac{GM}{(R+h)^2} + v \frac{dv}{dh}, \quad v(h) = v_0 (h/H)^\xi, \quad \xi \leq 1$$

4. Уравнение состояния плазмы. Учен вклад газового давления и вырождение электронов при рассмотрении гидростатического равновесия по вертикали
5. Перенос излучения поперек колонки. Параметризован закон изменения потока по горизонтали $F(x, h) = F_0(h)(1 - \tau(x, h)/\tau_0(h))^{1/\beta}$
6. Рассмотрено влияние торможения плазмы в поле излучения вблизи боковых стенок колонки согласно Lyubarskii & Sunyaev 1988 $f_{rd} = -\kappa_\perp \varepsilon_{rad} v/c$

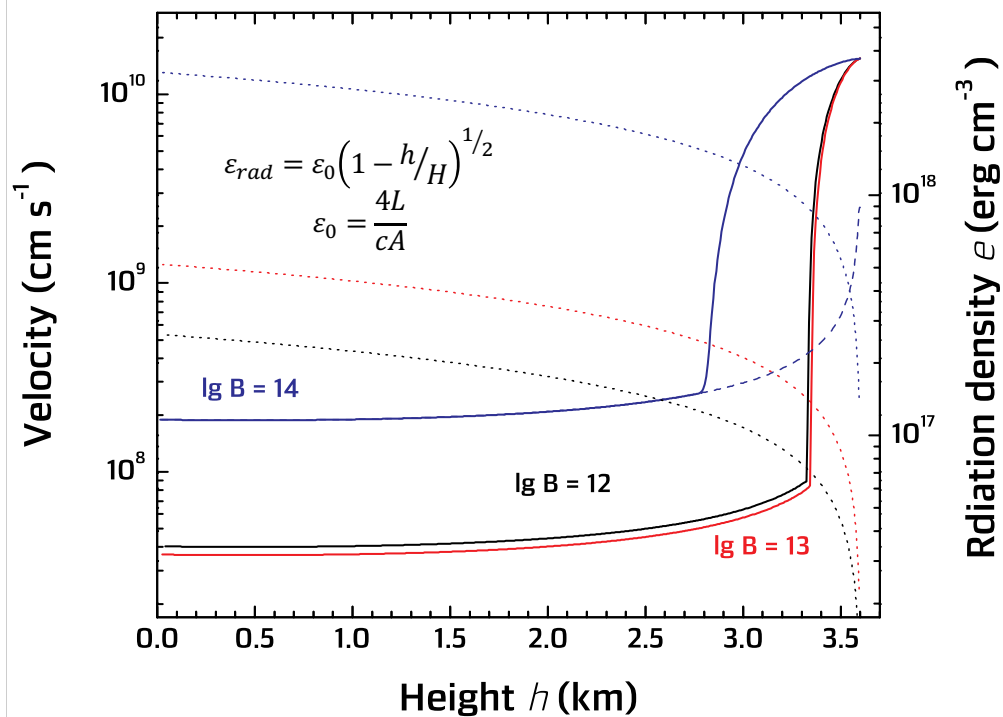
Торможение излучением



$$v \frac{dv}{dh'} = -f_{rad} + \frac{GM}{(R+h)^2}, \quad h' = H - h$$

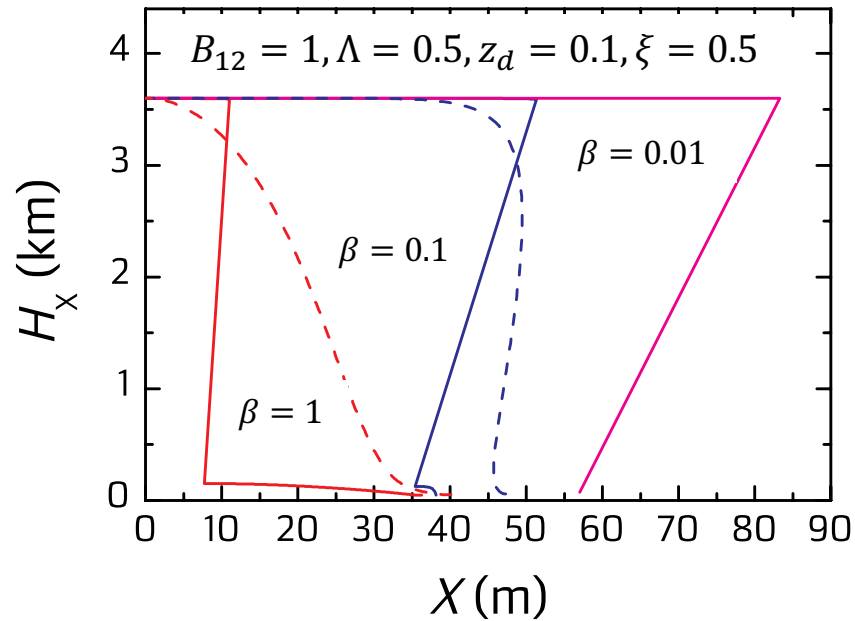
$$v_{eq} = \frac{GM}{(R+h)^2} t_{rd}, \quad t_{rd} = \frac{c}{\kappa_{\perp} \epsilon_{rad}}$$

Скорость оседания Характерное время торможения



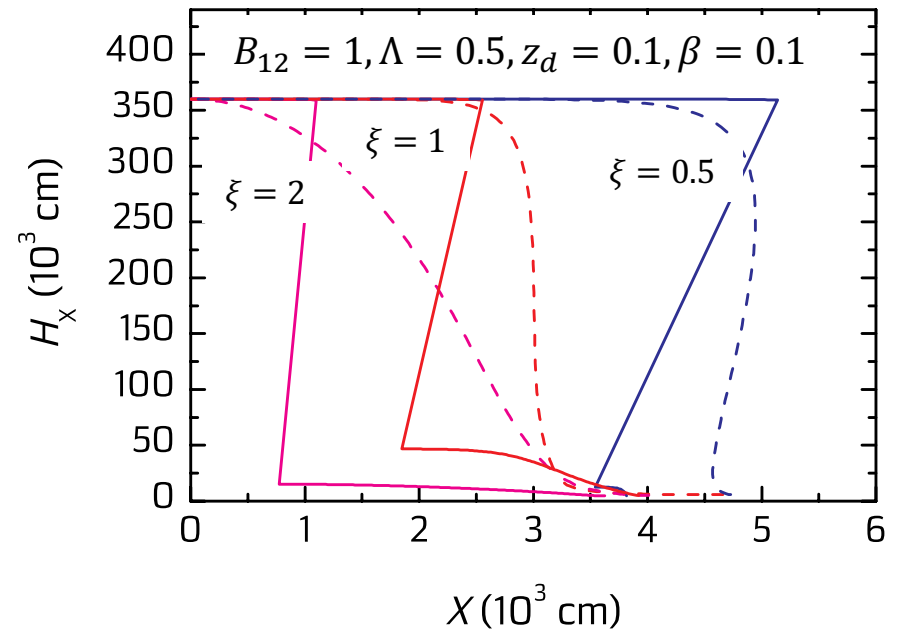
Форма колонки с учетом торможения излучением

Штриховые линии – без учета торможения излучением



При разных предположениях
о потоке поперек колонки

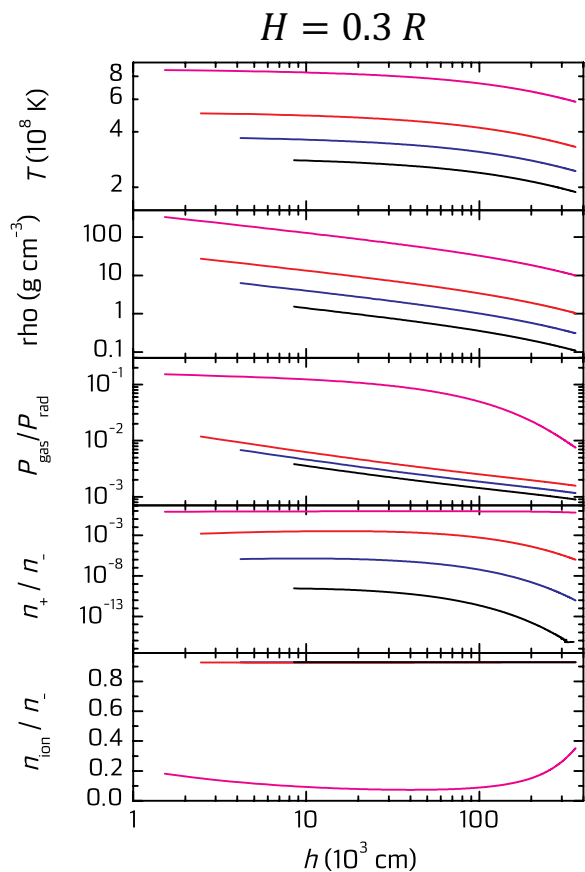
$$F(x, h) = F_0(h) \left(1 - \tau(x, h) / \tau_0(h)\right)^{1/\beta}$$



При разных предположениях
о законе изменения скорости по высоте

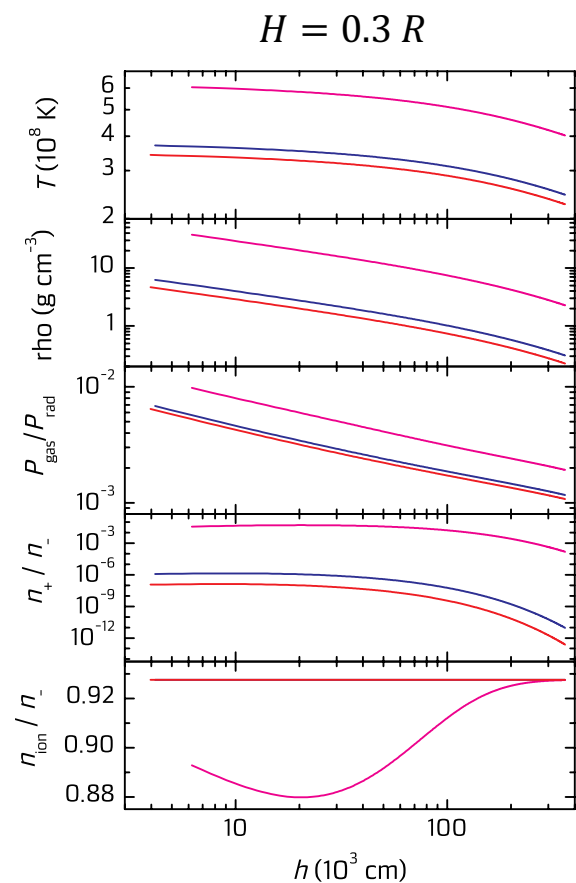
$$v(h) = v_0 \left(h/H\right)^\xi$$

Структура колонки вдоль оси симметрии



$\Lambda = 0.5$
 $z_d = 0.1$
 $\xi = 0.5$
 $\beta = 0.1$

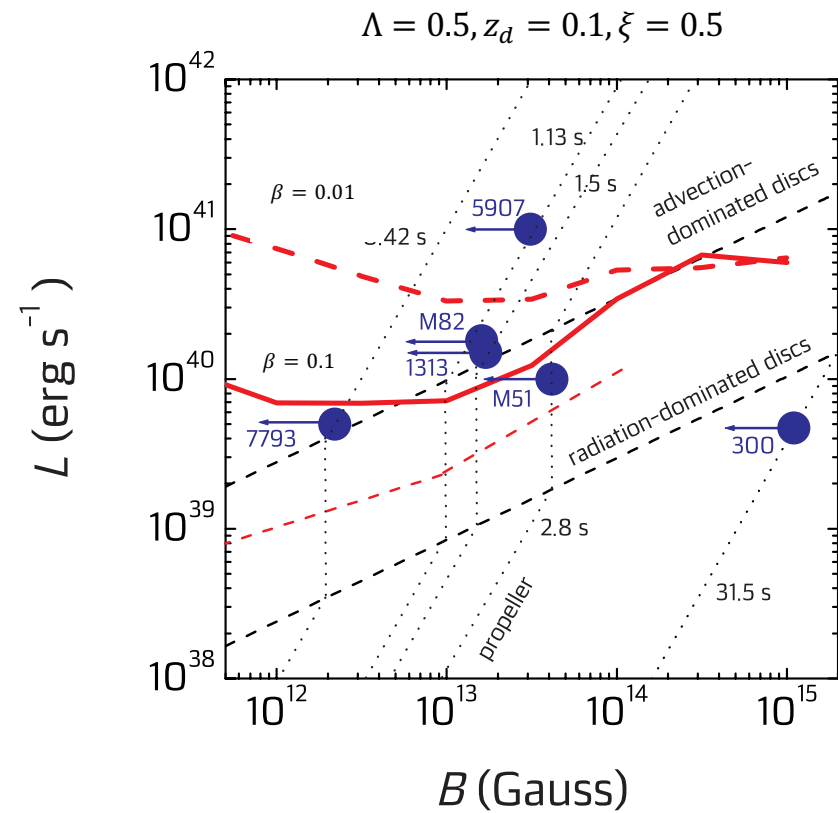
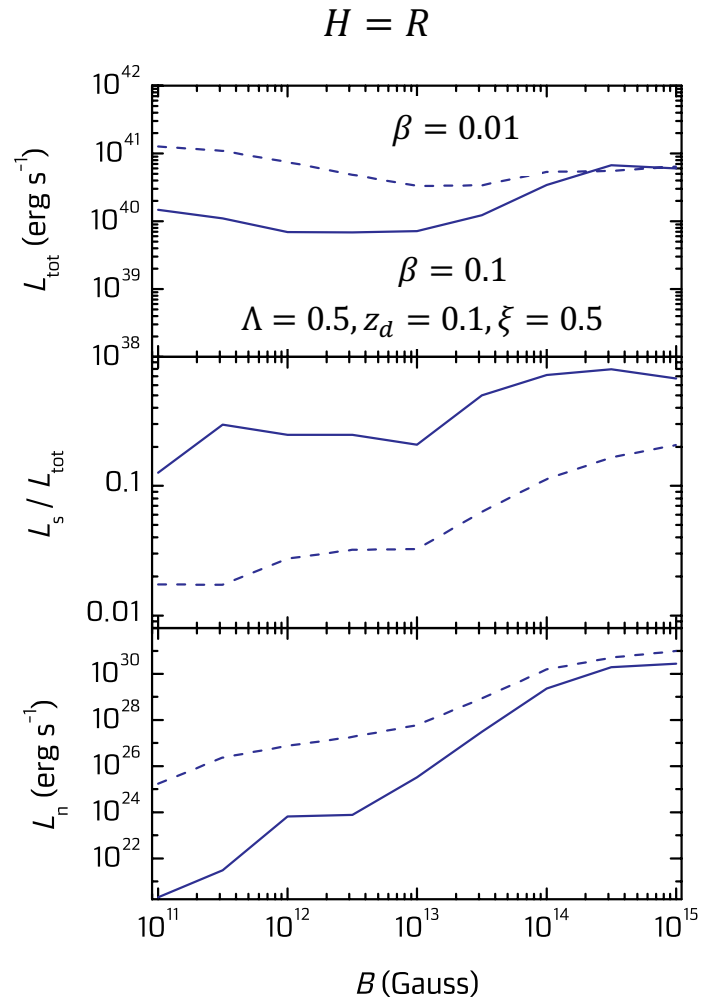
При разных значениях магнитного поля
 $B = 10^{11}, 10^{12}, 10^{13}, 10^{14}$ Гс



$\Lambda = 0.5$
 $z_d = 0.1$
 $\xi = 0.5$
 $B = 10^{12}$ Гс

При разных значениях $\beta = 1, 0.1, 0.01$

Предварительные результаты по максимальной светимости



Сравнение с наблюдаемыми светимостями pULXs

Выводы

Учет рассеяния фотонов на электронно-позитронных парах сильно увеличивает непрозрачность при $kT > 30$ кэВ.

Важен учет торможения плазмы излучением вдоль боковых стенок колонки.

Вклад пар в непрозрачность делает невозможным безграничное увеличение светимости колонок при увеличении магнитного поля. Вероятно, светимости рULXs можно объяснить без предположения о существенной неізотропности излучения.

